

THÈSES

PRÉSENTÉES

À LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

CLAUDE FAUQUIGNON

1^{re} THÈSE. — Contribution à l'étude de l'initiation de la détonation par choc dans les explosifs solides.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 24 mai 1961 devant la Commission d'examen

MM. RIBAUD *Président.*

LAFFITTE
SIESTRUNCK } *Examineurs.*

BERGER *Invite.*

PARIS

IMPRIMERIE NATIONALE

1961

THÈSES

PRÉSENTÉES

À LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGÉNIEUR-DOCTEUR

PAR

CLAUDE FAUQUIGNON

1^{re} THÈSE. — Contribution à l'étude de l'initiation de la détonation par choc dans les explosifs solides.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 24 mai 1961 devant la Commission d'examen

MM. RIBAUD	<i>Président.</i>
LAFITTE	} <i>Examineurs.</i>
SIESTRUNCK	
BERGER	<i>Invité.</i>

PARIS
IMPRIMERIE NATIONALE

1961



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen J. PÉRÈS.

JULIA (G.).....	T	Analyse supérieure et algèbre supérieure.	GRIVET.....	T	Radioélectricité (Orsay).
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.	PONCIN.....	T	Mécanique générale.
PRENANT.....	T	Anatomie et histologie comparées.	DUBREIL.....	T	Arithmétique et théorie des nombres.
PÉRÈS.....	T	Mécanique des fluides et applications.	QUELET.....	T	Chimie organique.
BOURCART.....	T	Géographie physique et géologie dynami.	CAGNIARD.....	T	Géophysique appliquée.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.	CHAMPETIER.....	T	Chimie macromoléculaire.
GRASSÉ.....	T	Évolution des êtres organisés.	CUVILLIER.....	T	Micropaléontologie.
PRÉVOST.....	T	Chimie organique.	JUNG.....	T	Pétrographie.
BOULIGAND.....	T	Analyse appliquée à la géométrie.	TRILLAT.....	T	Microscopie et diffraction électronique.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.	WIEMANN.....	T	Chimie organique et struct.
WYART.....	T	Minéralogie et cristallogr.	JACQUINOT.....	T	Spectroscopie (Orsay).
TEISSIER.....	T	Zoologie.	VASSY.....	T	Physique de l'atmosphère.
MANGENOT.....	T	Biologie vég. (Orsay).	DESTOUCHES.....	T	Théories physiques.
AUGER.....	T	Physique quantique et relativité.	PRUVOST.....	T	Géologie.
MONNIER.....	T	Physiologie des fonctions.	AMIEL.....	T	Chimie des solides.
PIVETEAU.....	T	Paléontologie.	HOCART.....	T	Minéralogie et cristallogr.
ROCARD.....	T	Physique (E.N.S.).	MATHIEU (J.-P.).....	T	Recherches physiques.
CARTAN.....	T	Mathématiques (E.N.S.).	COUTEAUX.....	T	Biol. animale (P.C.B.).
LAFFITTE.....	T	Chimie générale.	MAY.....	T	Zoologie (Orsay).
FAVARD.....	T	Géométrie supérieure.	CHOQUET.....	T	Théorie des fonctions et topologie.
COULOMB.....	T	Physique du globe.	FELDMANN.....	T	Biologie végétale (P.C.B.).
COUSIN (M ^{lle}).....	T	Biologie.	GUINIER.....	T	Physique des solides (Orsay).
CHRÉTIEN.....	T	Chimie minérale.	JOST.....	T	Physiologie comparée.
DRACH.....	T	Zoologie.	FORTET.....	T	Calcul des probabilités.
KASTLER.....	T	Physique (E.N.S.).	SCHWARTZ.....	T	Calcul diff. et intégral.
EPHRUSSI.....	T	Génétique.	CHOUARD.....	T	Physiologie végétale.
RIVIÈRE.....	T	Géologie (Orsay).	MALAVARD.....	T	Aviation (techn. aéronaut.).
GAUTHERET.....	T	Biologie (P.C.B.).	BRELOT.....	T	Calcul différentiel.
LUCAS (R.).....	T	Recherches physiques.	NORMANT.....	T	Synthèse organique générale.
THOMAS (A.).....	T	Biologie cellulaire.	BENARD.....	T	Chimie (E.N.S.C.P.).
ARNULF.....	T	Optique appliquée.	BUVAT.....	T	Botanique (E.N.S.).
MORAND.....	T	Physique enseignement.	DUGUÉ.....	T	Statistiques mathématiques.
SOLEILLET.....	T	Physique (P.C.B.).	SOULAIRAC.....	T	Psychophysiologie.
FORTIER.....	T	Mécan. expérimentale des fluides.	ULRICH.....	T	Physiologie végétale (E.N.S.).
DANJON.....	T	Astronomie.	MARÉCHAL.....	T	Optique théorique et appl.
PETIT.....	T	Biologie maritime.	KIRRMANN.....	T	Théories chimiques.
QUENEY.....	T	Météorologie et dynamique atmosphér.	CHADEFAUD.....	T	Botanique.
GALLIEN.....	T	Embryologie.	LE BRETON (M ^{lle}).....	T	Physiologie.
EICHHORN.....	T	Biologie végétale (P.C.B.).	SALEM.....	T	Mathématiques générales.
DE CUGNAC.....	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).	LELONG.....	T	Mathématiques générales.
CAUCHOIS (M ^{lle}).....	T	Chimie physique.	DEVILLERS.....	T	Anatomie et histologie comparées.
THELLIER.....	T	Physique du globe.			
L'HÉRITIER.....	T	Biologie générale (Orsay).			

EHRESMANN..... T Topologie algébrique.
 FRANÇON..... T Physique (S.P.C.N.).
 GLANGEAUD..... T Géographie physique et géologie dynauiquem.
 GODEMENT..... T Mathématiques (M.P. C.).
 PISOT..... T Calcul des probabilités.
 ROCH..... T Géologie.
 SCHATZMAN..... T Astrophysique.
 TERMIER..... T Paléontologie stratigraphique.
 ZAMANSKY..... T Mathématiques générales.
 LENNUIER..... T Physique (P.C.B.).
 RIZET..... T Génétique (Orsay).
 ROUTHIER..... T Géologie appliquée.
 TONNELAT (M^{me})..... T Relativité.
 DIXMIER..... T Mathématiques (M.P. C.).
 SOUCHAY..... T Chimie (P.C.B.).
 AIGRAIN..... T Électrotechnique générale.
 BRUSSET..... Chimie minérale.
 LÉVY (M.)..... T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
 CHAIX (M^{me})..... T Chimie biologique.
 HUREL-PY (M^{me})..... Biologie végétale (P.C. B.).
 PIAUX..... T Chimie (S.P.C.N.).
 BRUN..... T Mécan. expérimentale des fluides.
 LEDERER..... T Chimie biologique.
 DUBREIL (M^{me})..... T Mathématiques (Agr.)
 LELONG (M^{me})..... T Mathématiques (E.N. S.).
 BELLAIR..... T Géologie (S.P.C.N.).
 COTTE..... T Physique (M.P.C.).
 DUBOIS (J.-E.)..... T Chimie (M.P.C.).
 LAMOTTE..... T Zoologie (E.N.S.).
 MICHEL (André)..... T Chimie minérale (Orsay).
 OLMER..... T Énergétique générale.
 ROUAULT..... T Physique.
 GAUTHIER..... T Mécanique appliquée.
 BARCHIEWITZ..... T Chimie physique.
 BROSSEL..... T Physique atomique.
 BUSER..... Biologie animale (P. C.B.).
 CAMUS..... Biologie végétale (P. C.B.).
 CASTAING..... T Physique (Orsay).
 CURIEN..... Minéralogie et cristallogr.
 MOYSE..... T Physiologie végétale (Orsay).
 PANNETIER..... T Chimie (Orsay).
 POSSOMPES..... T Biologie animale (P. C.B.).
 PULLMANN..... Chimie théorique.
 TEILLAC..... T Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
 TONNELAT..... Biologie physico-chim.
 VILLE..... T Économétrie.
 WILLEMART..... Chimie (P.C.B.).
 DODE..... T Chimie (Orsay).
 FREYMANN..... T Physique (S.P.C.N.).
 GUINOCHE..... T Biologie vég. (Orsay).

ROLLET..... T Chimie (P.C.B.).
 JOSIEN (M^{me})..... T Chimie (P.C.B.).
 CHEVALLEY..... T Géométrie algébrique et théorie des group
 ARNOULT..... T Électronique (Orsay).
 CHAPELLE..... T Physique (Orsay).
 DELANGE..... T Mathématiques (Orsay).
 DENY..... T Mathématiques générales (Orsay).
 GERMAIN..... T Mécanique théorique des fluides.
 LUCAS G..... T Géologie.
 ALLARD..... T Chimie physique.
 BERTHELOT..... T Physique fondamentale des hautes énergies (Orsay).
 BRICARD..... T Météorologie.
 ALBE-FESSARD (M^{me})..... Psychophysiologie.
 FRIEDEL..... Physique des solides (Orsay).
 JULIA (M.)..... Chimie organ. structurale.
 LENDER..... Biologie animale (S.P. C.N.) (Orsay).
 MAGAT..... Physico-chimie des rayonnements.
 QUINTIN (M^{me})..... T Electrochimie.
 MONOD..... T Biochimie cellulaire.
 BENOIT..... T Physiol. anim. (Orsay).
 DE POSSEL..... T Analyse numérique.
 CHARLOT..... T Chimie analytique.
 HAISSINSKY..... T Radiochimie.
 LEMEE..... T Physiol. B.M.P.V. (Orsay).
 GUÉRIN..... T Chimie (Orsay).
 CHATELET (M.)..... Chimie (P.C.B.).
 JEAN..... Physique (Orsay).
 MATTLER..... T Physique (Orsay).
 MICHEL (Louis)..... Physique théor. (Orsay).
 RUMPF..... Chimie (P.C.B.).
 BERGERARD..... Biol. anim. (S.P.C.N.) [Orsay].
 BERTEIN..... Électronique (Orsay).
 BOUSSIÈRES..... Chimie des radioéléments (Orsay).
 COUTURE (M^{me})..... Thermodynamique et mécanique phys.
 ELLENBERGER..... Géologie appliquée.
 FRANC..... Biol. animale (P.C.B.).
 SCHNELL..... Botanique tropicale (Orsay).
 STOLKOWSKI..... Biol. animale (P.C.B.).
 ACHER..... Chimie biol. (Orsay).
 BAUDOIN..... Biologie.
 BEAUMONT..... Biologie animale.
 BLAMONT..... Géophysique ionosphère.
 BOURREAU..... Biologie végétale (S. P.C.N.) [Orsay].
 CURIE (D.)..... Physique (M.G.P.).
 DURANY-DELGA..... Géologie.
 FREON..... Chimie organique (Orsay).
 HELLER..... Physiologie végétale.
 TORTRAT..... Calcul des probabilités.
 CAILLEUX..... Géologie (S.P.C.N.).
 MAGNAN..... T Physique (P.C.B.).

DAUDEL.....		Mécanique ondulatoire appliquée à l'achimie théorique et à la physique nucléaire.	LWOFF.....	T	Microbiologie.
FOURCROY (M ^{lle}).....		Biologie végétale (S. P.C.N.).	SIESTRUNCK.....	T	Mécanique physique et expérimentale.
BARRAUD.....		Physiologie cellulaire.	LACOMBE.....	T	Métallurgie (Orsay).
NOIROT.....		Évolution des êtres organisés.	BROCHARD.....	T	Physique P.C.B. (Orsay).
FOURES-BRUHAT (M ^{me})	T	Mécan. analytique et mécanique céleste	CABANNES.....	T	Mécanique générale.
VEIL (M ^{lle}).....		Physiologie générale.	LESIEUR.....	T	Mathématiques M.P.C. (Orsay).
			MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).

Secrétaire général..... C. MONIER.

À MA FEMME,

À MES PARENTS,

PRÉFACE

La connaissance des propriétés des ondes de choc et de détonation a progressé à grands pas depuis une vingtaine d'années et lorsque j'ai commencé l'étude de l'initiation de la détonation par choc, en 1958, le problème avait déjà été exploré par de nombreux auteurs, anglo-saxons en particulier; ces travaux m'ont fourni une bonne base de départ et permis d'éviter les tâtonnements inhérents à toute recherche nouvelle.

Ce mémoire présente un ensemble d'observations expérimentales que j'ai essayé de rendre cohérent et dont la synthèse a permis l'élaboration d'un schéma théorique du mécanisme de l'initiation par choc.

Je profite de l'occasion qui m'est offerte pour remercier M. le professeur RIBAUD et M. le professeur SIESTRUNCK qui, malgré leurs nombreuses occupations, ont accepté de se pencher sur ce problème bien particulier de la mécanique des fluides.

L'étude expérimentale n'a été possible que grâce aux moyens matériels importants mis à ma disposition par le Commissariat à l'Énergie atomique et à ce sujet je tiens à remercier M. l'ingénieur en chef des Poudres BARGUILLET, Directeur du Centre d'études de Vaujours, pour toutes les facilités qu'il n'a cessé de m'accorder.

Mes remerciements vont également à M. l'ingénieur en chef des Poudres BERGER et à M. FAVIER dont les conseils éclairés m'ont guidé tout au long de cette étude et permis d'aplanir de nombreuses difficultés.

Enfin, qu'il me soit encore permis de rendre hommage au dévouement de MM. ESCAZUT et BAQUET pour la préparation et la réalisation des expériences.

CHAPITRE I^{er}

INTRODUCTION

I.1. GÉNÉRALITÉS SUR L'INITIATION DE LA DÉTONATION

On sait qu'une substance explosive est susceptible de se décomposer en donnant lieu à une déflagration ou à une détonation; rappelons que dans la déflagration la réaction de décomposition se transmet de proche en proche à vitesse relativement lente (quelques cm/s en général) par le jeu de la conductibilité thermique essentiellement, alors que la détonation est caractérisée par la création d'une onde de choc animée d'une grande vitesse (1 à 9 km/s) et qui propage la réaction dans le milieu explosif.

Lorsqu'une réaction chimique est amorcée dans un explosif elle donne d'abord lieu à une déflagration, le passage à la détonation n'ayant lieu que si certaines conditions de température et de pression sont réalisées dans le milieu; la période de déflagration peut être difficile à déceler en particulier dans le cas d'explosifs très sensibles (explosifs primaires) ou lorsque l'énergie d'amorçage de la réaction est très élevée, néanmoins elle existe toujours pendant un temps plus ou moins long.

L'amorçage des réactions de décomposition peut avoir pour origine soit un échauffement isobare (résistance chauffante en contact avec l'explosif ou transformation d'énergie mécanique en chaleur par friction, par exemple), soit une compression adiabatique ou dynamique (choc); dans ce dernier cas le passage à la détonation est facilité par la préexistence d'une pression dans l'explosif alors qu'en ce qui concerne l'échauffement isobare la pression est créée par les réactions chimiques et ne peut se développer que si la masse explosive est suffisante ou si un confinement empêche une détente, par la surface extérieure, trop rapide.

Parmi les études d'initiation par compression lente (adiabatique) citons les travaux de BRIDGMAN (Réf. 4) et de JOHANSSON (Réf. 18); l'initiation purement thermique a été étudiée sous l'aspect théorique par ZINN (Réf. 25) alors que BOWDEN (Réf. 3) provoquait l'échauffement de cristaux explosifs par friction et cisaillement; enfin, SHALL (Réf. 22) a amorcé des réactions de déflagration puis de détonation par décharge électrique entre deux éclateurs au contact de l'explosif, l'échauffement brutal crée dans l'explosif des ondes de compression et ce processus d'amorçage est sans doute à rapprocher de l'initiation par choc que nous allons maintenant étudier.

I.2. INTÉRÊT DE L'INITIATION DE LA DÉTONATION PAR CHOC ET MONTAGES EXPÉRIMENTAUX

Lorsqu'une onde de choc est induite dans un explosif elle chauffe et comprime le milieu, si l'onde est suffisamment intense des réactions chimiques vont s'amorcer et conduire après une période d'induction ou de déflagration à un régime de détonation stable à condition que la masse explosive soit suffisamment importante.

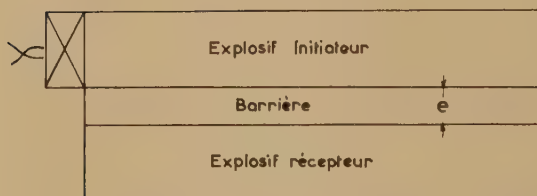
L'intérêt de ce mode d'initiation réside dans ses applications pratiques :

Les explosifs secondaires sont en général amorcés par le choc créé par la détonation d'un explosif primaire (détonateur).



Initiation par choc frontal

(a)



Initiation par choc latéral

(b)

Fig. I-1.

Pour certains travaux (mines par exemple) des charges élémentaires d'explosif peuvent être placées à proximité les unes des autres et il est intéressant de connaître, dans le cas de l'explosion volontaire ou accidentelle de l'une d'elles, les conditions dans lesquelles les autres sont susceptibles de détoner par influence.

Enfin, la relative simplicité des réalisations expérimentales et l'état actuel de la théorie hydrodynamique appliquée aux ondes de choc expliquent le fait que l'initiation de la détonation par choc ait fait l'objet de nombreuses études ces dernières années.

Le dispositif expérimental est le même qu'il s'agisse d'explosifs solides ou liquides :

- un explosif qui crée le choc (initiateur);
- un matériau inerte qui transmet et affaiblit le choc (barrière);
- un explosif dont on étudie les conditions d'amorçage (récepteur).

Le rôle de la barrière est de transmettre un choc pur à l'exclusion de toute autre action sur les conditions d'amorçage, COOK (Réf. 6) l'a définie comme un « Shock-pass-heat-filter »; pour un explosif initiateur de composition et de géométrie données, le choc induit dans le récepteur est fonction de l'affaiblissement dans la barrière c'est-à-dire de la nature et de l'épaisseur de celle-ci.

La figure I.1 représente les deux montages couramment utilisés pour les études expérimentales; nous avons choisi le type (a) qui offre l'avantage de présenter un axe de symétrie et permet par suite une étude monodimensionnelle de la propagation des ondes de choc et de détonation.

I.3. PROGRAMME D'ÉTUDES

Le fait expérimental essentiel, dans l'initiation par choc, est le retard dans le temps et dans l'espace de l'apparition de la détonation dans l'explosif récepteur : le réamorçage ne se produit qu'à une certaine distance de la barrière, fonction croissante de l'épaisseur de celle-ci, il existe enfin une épaisseur limite au-delà de laquelle il n'y a plus détonation de la cartouche réceptrice, nous verrons que dans ce dernier cas il n'y a pas non plus déflagration, l'explosif se comportant comme un matériau inerte sous l'action de l'onde de choc.

Dans l'initiation par choc d'une cartouche réceptrice suffisamment longue l'amorçage d'une déflagration conduit donc toujours à la détonation ce qui n'est pas vrai pour les autres modes d'initiation que nous avons envisagés.

Nous verrons que le choc induit dans le récepteur amorce à son passage des réactions chimiques qui tendent à l'accélérer suivant sa direction initiale de propagation; nous avons choisi de définir le réamorçage c'est-à-dire le passage à la détonation, par la distance et le temps où l'onde de choc réactive a acquis une énergie suffisante pour se développer sphériquement à partir de ce point, la vitesse de détonation stable définie par la condition de Chapman Jouguet n'étant cependant pas encore atteinte.

La plupart des travaux étrangers (Réf. 6, 7, 8, 9, 12) portaient sur la détermination de la distance et du temps d'apparition de la détonation dans le récepteur; il nous a paru intéressant après avoir repris cette étude avec divers explosifs solides nitrés et des barrières de natures différentes, d'analyser plus particulièrement les phénomènes qui se produisent dans la zone de préamorçage au passage de l'onde de choc initiatrice.

Le rôle de la barrière tel qu'il a été défini plus haut a été vérifié de façon à s'affranchir de la nature du matériau et à évaluer le choc initiateur en pression induite dans le récepteur.

De la comparaison des divers explosifs nous avons pu déduire un schéma général de l'initiation et du passage de la déflagration à la détonation dans les explosifs solides.

Enfin, l'étude de compositions explosives variées a permis de mettre en évidence le comportement particulier de certaines quant à des phénomènes annexes tels que la détonation en retour et le degré d'avancement des réactions derrière le choc initiateur.

CHAPITRE II

TECHNIQUE DES MESURES

II.1. Dans le domaine des pressions, températures et vitesses qui nous intéresse, seules ces dernières grandeurs sont facilement accessibles à l'expérience; il est possible de remonter ensuite aux autres variables, en particulier pressions et densités, par les équations de l'hydrodynamique appliquée aux ondes de choc :

Supposons une onde plane se propageant à la vitesse U dans un milieu indéfini, initialement au repos (figure II.1); soit p_0, ρ_0, T_0 , la pression, la masse spécifique et la température initiales, après le passage de l'onde de choc ces variables vont prendre pour valeur, respectivement, p, ρ, T , le milieu étant alors animé de la vitesse matérielle u .

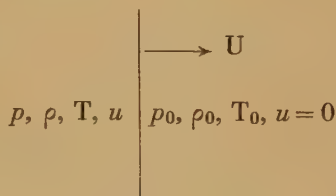


Fig. II-1.

Les équations exprimant la conservation de la masse et de la quantité de mouvement s'écrivent :

$$\rho_0 U = \rho [U - u] \quad (1)$$

$$p - p_0 = \rho_0 U u \quad (2).$$

— si l'on connaît déjà l'adiabatique dynamique du milieu, fonction $p(\rho)$, il suffit de mesurer la vitesse de choc U , ou la vitesse matérielle u , pour obtenir p et ρ :

$$p - p_0 = \frac{\rho_0 (\rho - \rho_0)}{\rho} U^2 \quad \text{ou} \quad p - p_0 = \frac{\rho_0 \rho}{\rho - \rho_0} u^2.$$

— s'il est possible de mesurer simultanément U et u les équations (1) et (2) donnent directement p et ρ .

Dans les expériences d'initiation par choc nous avons dû nous contenter de mesurer des vitesses de choc, il a été néanmoins possible de déterminer la pression dans l'explosif dont l'adiabatique dynamique était inconnue par l'artifice d'un milieu de référence, de caractéristiques de choc connues, le passage du choc de ce milieu à l'explosif étant soumis à certaines conditions de compatibilité qui fournissent une relation supplémentaire; nous reviendrons ultérieurement sur ce problème (chapitre VI).

II.2. ÉTUDE OPTIQUE

La méthode d'observation optique consiste à suivre le déplacement de l'onde de choc au cours du temps en enregistrant chronologiquement la luminosité émise par le milieu à son passage. L'application en est limitée aux ondes de détonation et aux ondes de choc en milieu gazeux.

Il est cependant possible de suivre la progression d'une onde, non lumineuse, dans certains milieux normalement transparents (verre, plexiglas, eau) qui deviennent opaques sous l'action du choc.

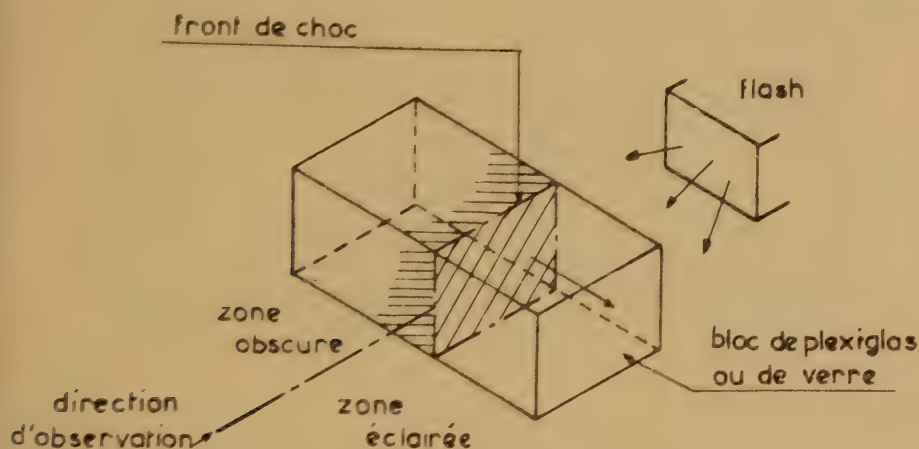


Fig. II-2.

Le milieu étant éclairé par l'arrière (fig. II.2) la position de l'onde à un instant donné correspond à la ligne de séparation d'une zone claire et d'une zone sombre, nettement visible sur les enregistrements photographiques.

Au cours de l'étude nous avons utilisé des caméras à fente, à miroir ou à tambour tournant; les figures II.3 et II.4 montrent le principe de ces caméras.

Rappelons que les enregistrements obtenus rendent compte du développement dans le temps des phénomènes lumineux qui apparaissent suivant une génératrice du montage déterminée par la position et l'ouverture de la fente limitatrice. Connaissant le grandissement du système optique, la vitesse de rotation du miroir ou du tambour et la distance des axes de rotation au film, il est alors aisé de déduire de la trace enregistrée le diagramme de marche (x, t) de l'onde.

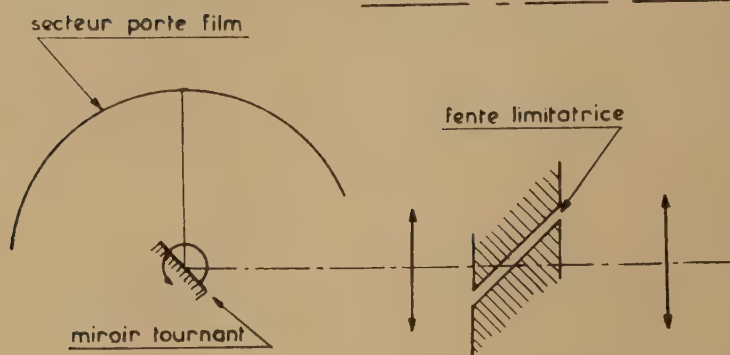
Caméra à miroir tournant

Fig. II-3.

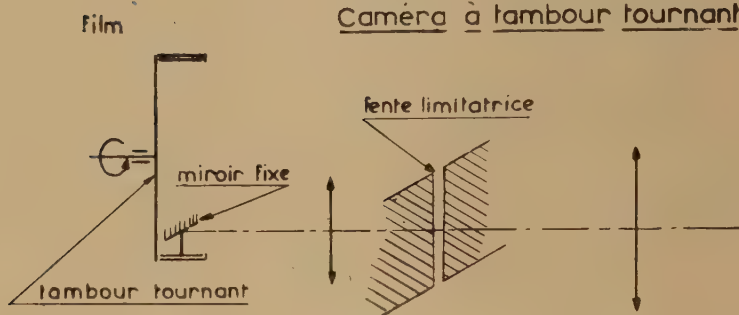
Caméra à lambour tournant

Fig. II-4.

La figure II.5 représente un enregistrement type du phénomène d'initiation, à la caméra à miroir tournant.

Le montage correspondant a été reporté sur la photographie ainsi que l'axe des temps et la section de réamorçage, correspondant au début de la trace lumineuse dans la cartouche réceptrice.

II.3. LIMITATION D'EMPLOI DE LA MÉTHODE OPTIQUE

Ainsi qu'il apparaît sur la figure II.5 l'onde de choc dans la zone de préamorçage n'étant pas lumineuse, l'enregistrement dans la cartouche réceptrice ne rend compte que de l'apparition de la détonation sur le bord du montage; d'autre part, la courbure de l'onde de choc a varié dans la zone de préamorçage par suite des détentes latérales et le réamorçage ne s'est produit initialement que sur une petite section au voisinage de l'axe, la détonation se propageant ensuite par onde sphérique pour atteindre la surface extérieure de la cartouche. Par suite l'enregistrement à la caméra ne donne que l'abscisse et non le temps de réamorçage; d'autre part, les vitesses mesurées à partir de la trace lumineuse au voisinage de la section de réamorçage sont des vitesses « apparentes » en raison du développement sphérique de l'onde.



Fig. II-5.

La variation de courbure de l'onde de choc est mise en évidence sur la figure II.6.

On a enregistré à la caméra à miroir tournant l'apparition de l'onde en fonction du temps, en 3 sections différentes du montage :

- section terminale de la cartouche initiatrice;
- 2 sections de la zone de préamorçage.

Il est possible de construire la forme de l'onde à un instant donné en multipliant les écarts (en temps) entre l'apparition de l'onde à différentes distances de l'axe par la vitesse de choc ou de détonation :

$$\Delta x = U \times \Delta t.$$

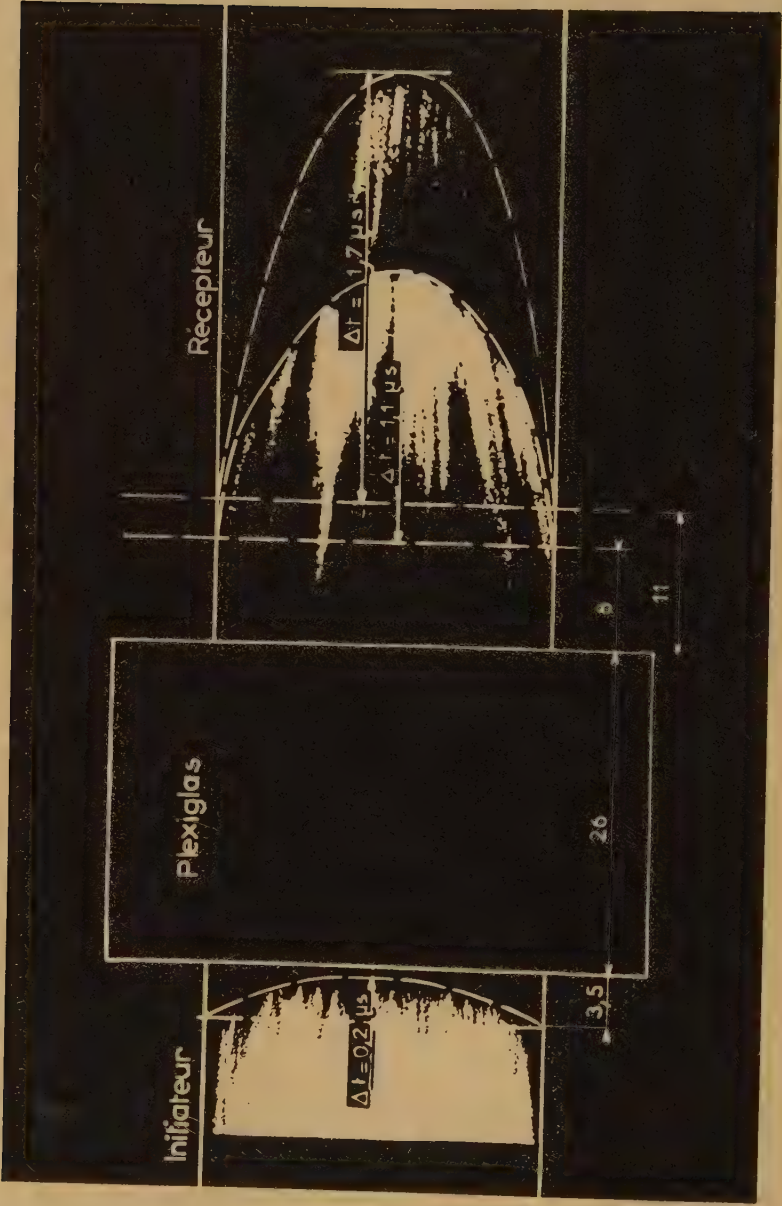


Fig. II-6

II.4. MESURES DES VITESSES PAR LA MÉTHODE DES SONDES ÉLECTRIQUES

Les deux raisons exposées ci-dessus, non-luminosité du choc dans la zone de préamorçage et variation de la courbure, ont conduit à utiliser des sondes électriques placées sur l'axe du montage pour repérer le temps de passage de l'onde de choc en des points d'abscisse connue et compléter ainsi les enregistrements à la caméra.

Deux conducteurs torsadés et légèrement isolés sont noyés dans le milieu où se propage le choc. Le passage de l'onde court-circuite les deux fils et provoque la décharge d'une capacité; la tension qui apparaît aux bornes d'une résistance, en série avec le circuit, est envoyée sous forme d'impulsion sur un oscillographe.

Le montage permet par l'emploi de diodes qui rendent indépendants les circuits de décharge, d'enregistrer sur un même oscillographe un nombre théoriquement infini d'impulsions et par suite de construire le diagramme de marche de l'onde de choc. Le schéma électronique est représenté sur la figure II.7.

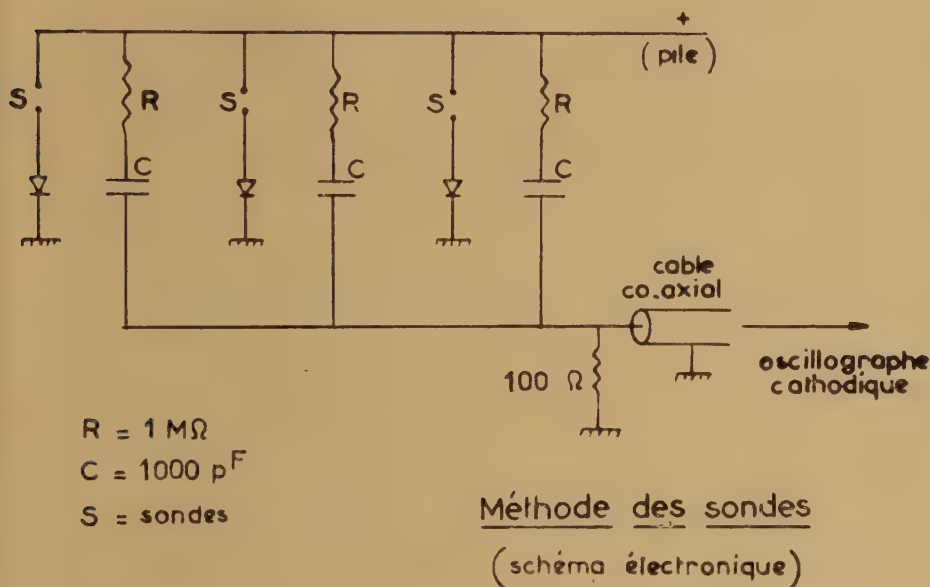


Fig. II.7.

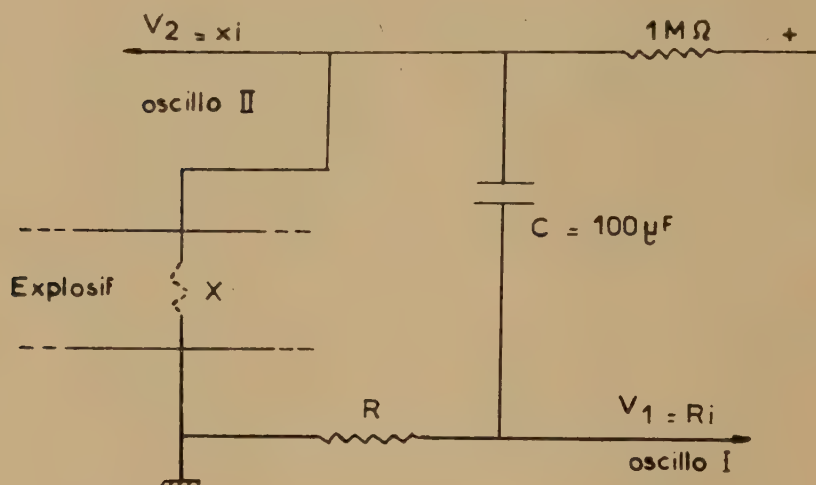
II.5. MESURES DE CONDUCTIVITÉ ÉLECTRIQUE

Certains aspects du processus de l'initiation par choc pourraient être expliqués par l'apparition d'une conductivité thermique importante.

Si l'on admet que la loi expérimentale de WIEDEMANN et FRANTZ, d'une part de LORENTZ, d'autre part, entre les conductivités thermique et électrique est applicable aux explosifs solides, la mesure de cette dernière, relativement aisée, devient intéressante. Rappelons que la loi de WIEDEMANN et FRANTZ s'exprime par la relation $\lambda_{th} = K [\lambda_{élect.} \times T]$ où λ_{th} et $\lambda_{élect.}$ sont les conductivités thermique et électrique, T , la température absolue et K un coefficient de proportionnalité.

Le montage utilisé pour la mesure de la résistance électrique du milieu explosif soumis à une onde de choc est représenté sur la figure II.8.

La résistance inconnue X entre les électrodes placées radialement dans le montage est donnée par le rapport des tensions V_1 et V_2 : $X = \frac{RV_2}{V_1}$.



Mesure de conductivité (schéma électronique)

Fig. II.8.

En fait, la conductivité électrique varie dans le front de l'onde de choc, la géométrie des lignes de courant entre les deux électrodes est par suite inconnue et nous devons nous contenter de la mesure de la résistance globale de la zone conductrice, cette mesure rendant néanmoins grossièrement compte de la dissipation calorifique par conductibilité thermique au passage du choc.

L'étude a essentiellement porté sur la variation de la résistance ohmique du milieu au fur et à mesure que l'on se rapproche de la section de réamorçage; pour ces mesures relatives l'enregistrement de la tension V_1 , est suffisant : en effet, la durée du passage de l'onde de choc en une section donnée est suffisamment courte pour que la capacité C n'ait pas le temps de se décharger de façon notable, sa tension de charge E est par suite considérée comme constante; dans ces conditions

$V_1 = \frac{ER}{R+X}$ est fonction croissante de la conductance du milieu.

Enfin la forme des oscillogrammes a permis d'évaluer grossièrement l'épaisseur de la zone où la réaction se développait derrière le choc et de déceler l'onde de détonation en retour.

CHAPITRE III

ÉTUDE GÉNÉRALE DES CONDITIONS DE RÉAMORÇAGE

Nous avons choisi de caractériser le réamorçage par la distance S et le temps τ d'apparition de la détonation dans la cartouche réceptrice, S et τ étant comptés respectivement à partir de l'interface barrière-récepteur et à partir de l'instant de sortie de l'onde de choc de la barrière.

Si l'on se fixe la composition et la géométrie des explosifs initiateur et récepteur d'une part, la nature de la barrière inerte interposée d'autre part, la distance et le temps de réamorçage sont fonction croissante de l'épaisseur e de cette barrière. Il existe une épaisseur limite E au-delà de laquelle il n'y a plus réamorçage; ce seuil semble marquer une discontinuité dans les propriétés de l'onde de choc induite dans la cartouche réceptrice.

Cette première étude a pour objet, à partir d'un dispositif expérimental donné où l'on fera varier uniquement l'épaisseur de la barrière, d'établir les relations $S(e)$ et $S(\tau)$, de tracer le diagramme de marche de l'onde de choc dans l'explosif récepteur et enfin d'évaluer les variations de la résistance électrique du milieu explosif au passage du choc initiateur; l'ensemble de ces résultats a fait l'objet en son temps de comptes rendus à l'Académie des Sciences (Réf. 1 et 14).

III.1. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

Nous avons utilisé une même composition explosive pour l'initiateur et le récepteur, à savoir un hexolite (hexogène-tolite), de densité voisine de 1,6 que nous appelons explosif D; l'explosif est moulé en cartouches cylindriques de diamètre 30 mm et de longueur 55 mm.

La barrière est constituée par un cylindre de plexiglas transparent où il est donc possible de suivre la propagation de l'onde de choc et par suite de déterminer l'instant d'arrivée de l'onde dans la cartouche réceptrice.

III.2. CARACTÉRISTIQUES DU NON RÉAMORÇAGE $e > E$

La non-détonation de la cartouche réceptrice est mise en évidence par l'absence de trace en face de celle-ci sur l'enregistrement à la caméra à miroir tournant.

Le diagramme de marche de l'onde de choc dans la cartouche réceptrice construit par la méthode des sondes montre une décélération continue de l'onde.

La figure III.1 représente ce diagramme construit avec une barrière d'épaisseur $e = 30$ mm alors que $E = 29$ mm.

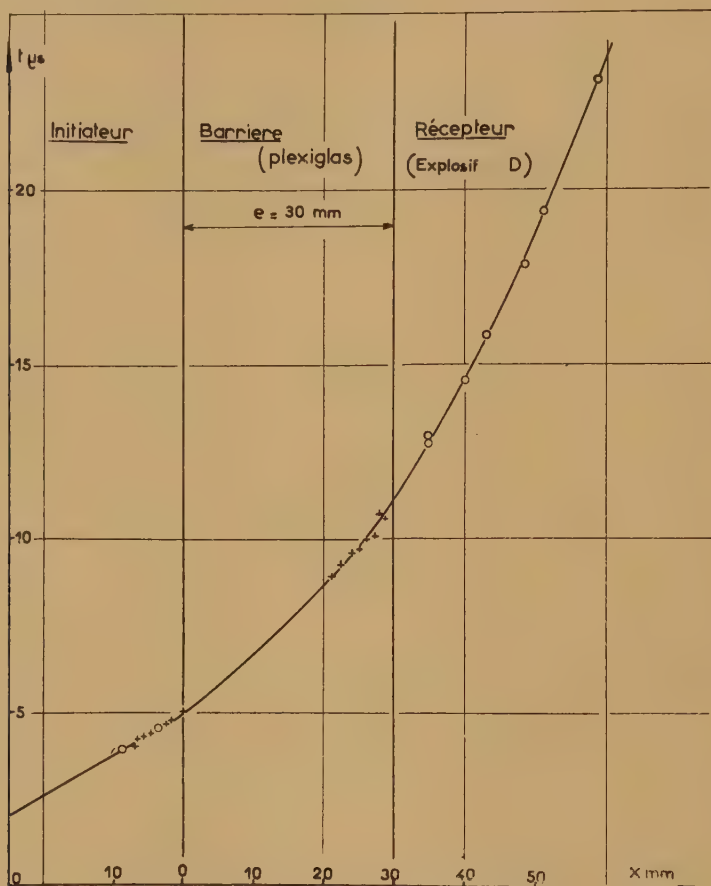


Fig. III-1.

Des mesures de résistance électrique ont été effectuées en différentes sections de la cartouche réceptrice, aucune modification de la résistance du milieu n'a été enregistrée ($R > 10^6 \Omega$).

III.3. CARACTÉRISTIQUES DU RÉAMORÇAGE = $e < E$

L'étude expérimentale a été conduite simultanément par observation à la caméra et par la méthode des sondes.

Les dépouillements des deux enregistrements ont été groupés sur un même graphique (diagramme x, t) dont la figure III.2 donne un exemple (barrière d'épaisseur $e = 27$ mm).

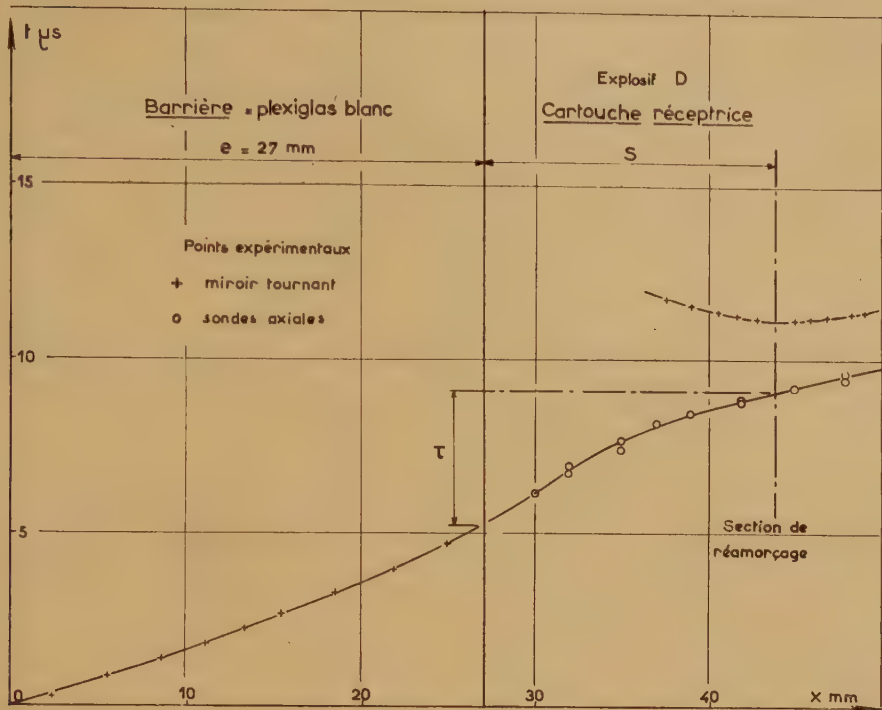


Fig. III-2.

L'abscisse de la section de réamorçage, S , est définie par le minimum de l'enregistrement à la caméra et le temps de réamorçage, τ , par l'ordonnée correspondante sur le diagramme de marche construit par la méthode des sondes. A l'abscisse S la différence d'ordonnée entre les traces obtenues par les deux méthodes est de $2 \mu s$, si l'on admet que l'onde de détonation se propage par onde sphérique à la vitesse de $6 \text{ mm}/\mu s$ à partir de la zone de réamorçage, celle-ci a donc pour largeur :

$$a = 15 - (2 \times 6) = 3 \text{ mm}$$

de part et d'autre de l'axe de la cartouche de diamètre 30 mm.

On voit sur la trace des sondes que l'onde de choc s'accélère jusqu'à atteindre la vitesse stable de détonation, celle-ci n'est obtenue qu'au-delà de la section de réamorçage et le calcul ci-dessus où l'on a pris une vitesse constante de propagation pour l'onde sphérique n'est qu'approché, a devant être légèrement supérieur à la valeur calculée.

La figure III.3 représente la même construction pour $e = 26$ mm; dans ce cas on a utilisé deux groupes de sondes, l'un sur l'axe du montage (sondes axiales), l'autre à 2 mm de la surface extérieure de la cartouche. Le but de cette expérience était de vérifier que l'écart entre les deux enregistrements (caméra et méthode des sondes) était bien dû à la courbure de l'onde, ce qui s'est trouvé confirmé.

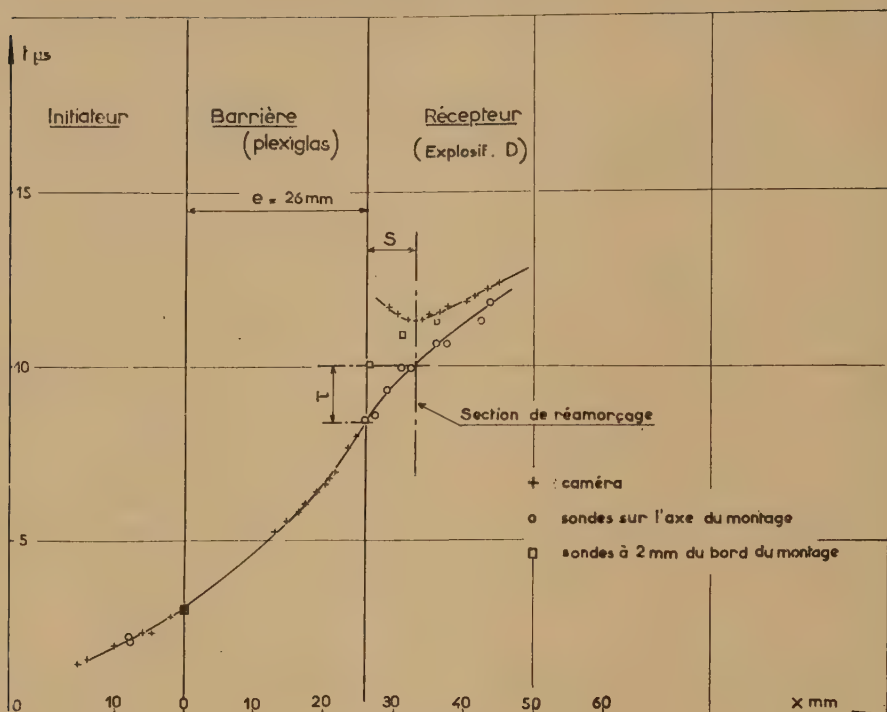


Fig. III-3.

Sur la figure III.4 nous avons tracé les courbes $U(x)$ représentant la variation de vitesse de l'onde de choc initiatrice dans la zone de préamorçage, l'origine étant prise à l'interface barrière-récepteur; ces vitesses ont été mesurées à partir du diagramme de marche (x, t) construit par la méthode des sondes pour 3 épaisseurs de barrière $e = 23, 25, 27$ mm.

On voit que la vitesse est sensiblement constante au début, ce qui correspond sans doute à un temps d'induction pour les réactions chimiques, important surtout pour les grandes valeurs de e donc pour des chocs relativement faibles; elle croît ensuite rapidement au voisinage de la section de réamorçage où elle n'a pas encore atteint la valeur correspondant au régime stable de détonation, représentée par une ligne horizontale en traits mixtes sur la figure.

Interprétation par le calcul d'une trace à la caméra correspondant à un amorçage suivant une section de faibles dimensions intérieure à la cartouche.

Nous avons vu précédemment que la forme de la trace obtenue par la caméra était liée au développement sphérique de l'onde de détonation à partir de la zone d'amorçage et au fait que l'on enregistrerait l'arrivée de l'onde suivant une génératrice du montage.

Il est possible de prévoir par le calcul la forme de la trace (diagramme x, t) et les vitesses apparentes mesurées à partir de celle-ci :

Soit un amorçage suivant une section de largeur a par rapport à l'axe de la cartouche (figure III.5); du point P à l'extrémité de la section, va se développer

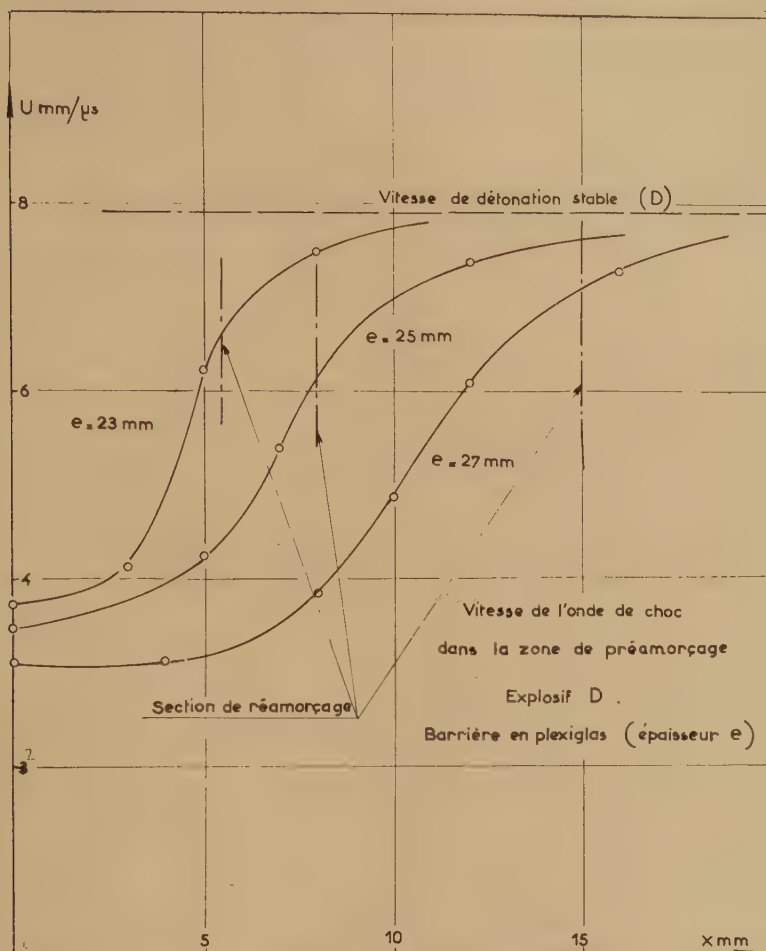


Fig. III-4.

une onde de détonation sphérique de vitesse D , supposée uniforme dès l'amorçage ; elle atteindra le bord de la cartouche (sur lequel nous avons figuré l'axe OX parallèle à l'axe de la cartouche) en un point O pris désormais pour origine.

L'instant d'amorçage du point O est donc défini par le temps :

$$t_0 = -\frac{h}{D}$$

soit α le rayon de courbure de l'onde à un instant donné :

$$d\alpha = D dt \text{ or } \alpha^2 = x^2 + h^2 \text{ et } x dx = \alpha d\alpha$$

$$dx = \sqrt{\frac{x^2 + h^2}{x}} D dt.$$

La vitesse apparente D_A sur le bord de la cartouche est égale à :

$$D_A = \frac{dx}{dt} = D \sqrt{1 + \frac{1}{\left(\frac{x}{h}\right)^2}}$$

En fait, l'enregistrement au tambour tournant donne $x(t)$

$$\frac{xdx}{\sqrt{x^2 + h^2}} = D dt \int_0^x \frac{xdx}{\sqrt{x^2 + h^2}} = D [t]_0^t \text{ avec } x=0 \text{ pour } t=0$$

$$\text{soit } t = \frac{h}{D} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{x}{h}\right)^2} - 1 \right].$$

La figure III.5 montre les courbes $D_A/D(x/h)$ et $t(x/h)$.

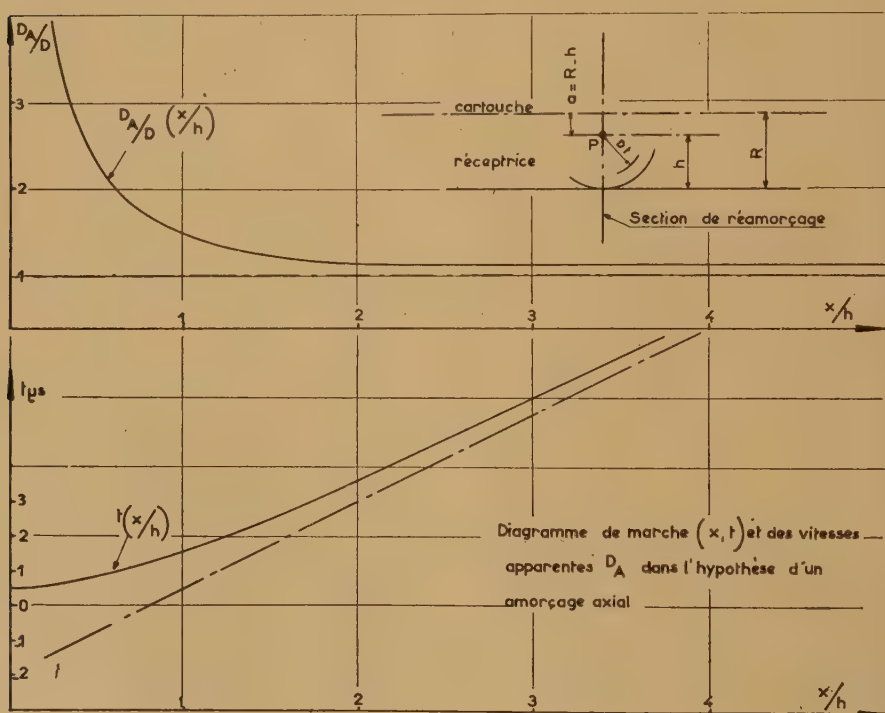


Fig. III.5.

Construites en prenant $\frac{h}{D} = 2 \mu s$ ($h = 12 \text{ mm}$, $D = 6 \text{ mm}/\mu s$).

Elle présente une asymptote oblique d'équation :

$$t = \frac{h}{D} \left[\frac{x}{h} - 1 \right]$$

qui n'est autre que la représentation du déplacement de l'onde de détonation sur l'axe de la cartouche.

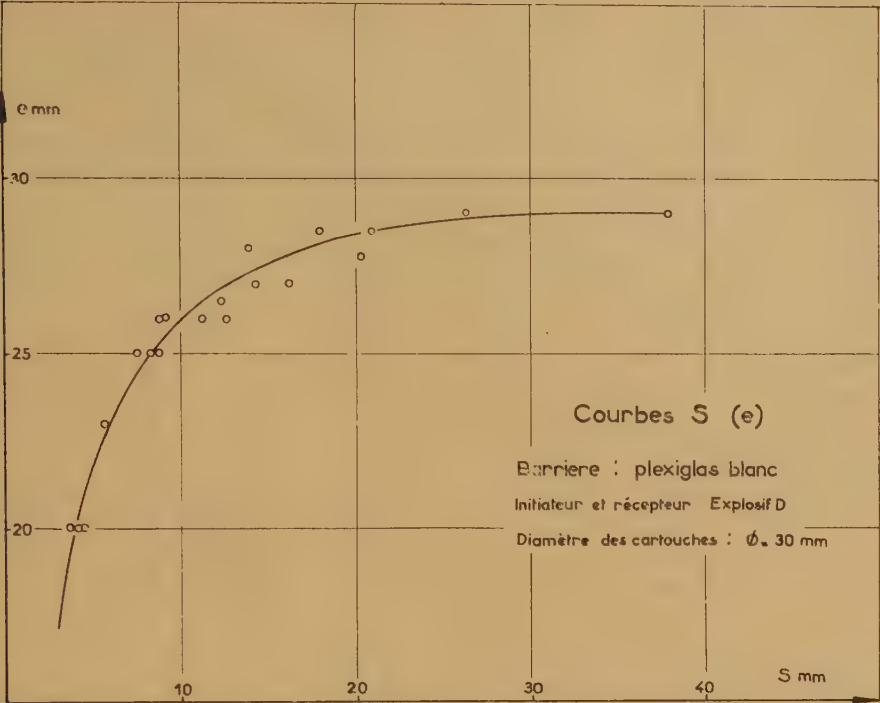


Fig. III-6.

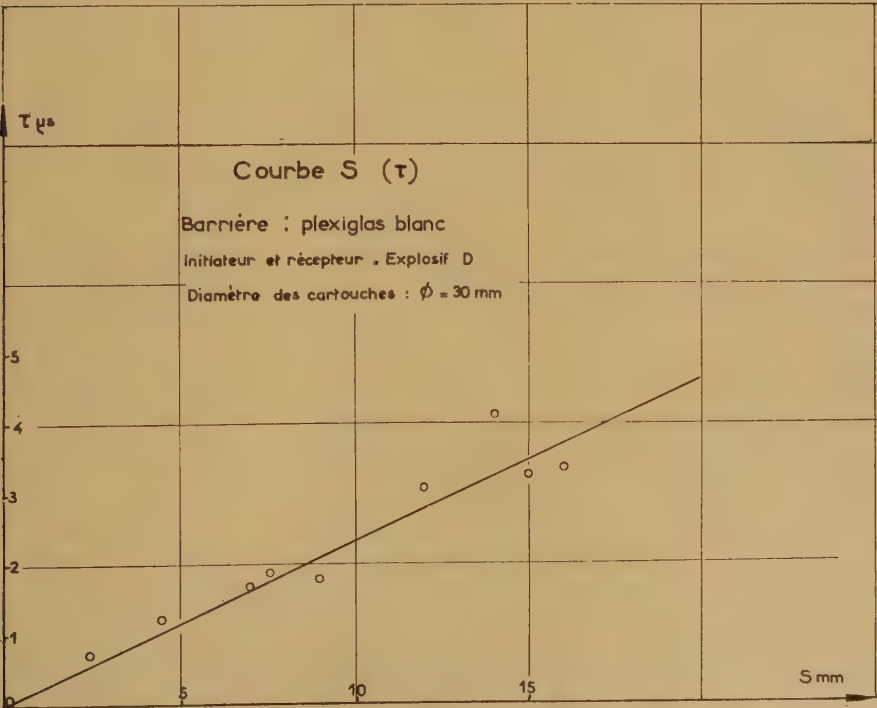


Fig. III-7.

Enfin, les figures III.6 et III.7 représentent les fonctions $S(e)$ et $S(\tau)$; on voit que la première tend vers une valeur limite $e = E$ qui est la limite de réamorçage; la fonction $S(\tau)$ ou « vitesse d'induction » est correctement représentée par une droite.

Mesures de conductivité électrique

Si l'on enregistre à l'oscillographe cathodique les deux tensions nécessaires à la mesure de la résistance du milieu explosif entre deux électrodes placées sensiblement au milieu de la zone de préamorçage on observe deux signaux, sur chaque oscillogramme, le premier correspondant à une résistance de l'ordre de $200\ \Omega$, le second de quelques ohms, le déclenchement du balayage des deux oscillographes étant effectué par une sonde placée à l'interface barrière-récepteur.

Le temps d'apparition du premier signal semblait correspondre au passage du choc initiateur, le second étant attribué à l'onde de détonation en retour, déjà décelé par l'enregistrement optique.

L'attribution des signaux a été confirmée par une expérience où la cartouche réceptrice était réduite à une pastille de longueur inférieure à la distance de réamorçage, on n'a alors obtenu que le premier signal.

Les figures III.8 et III.9 représentent les oscillogrammes correspondant à la tension V_1 , déjà définie (chapitre II, § 5) dans ces deux cas.

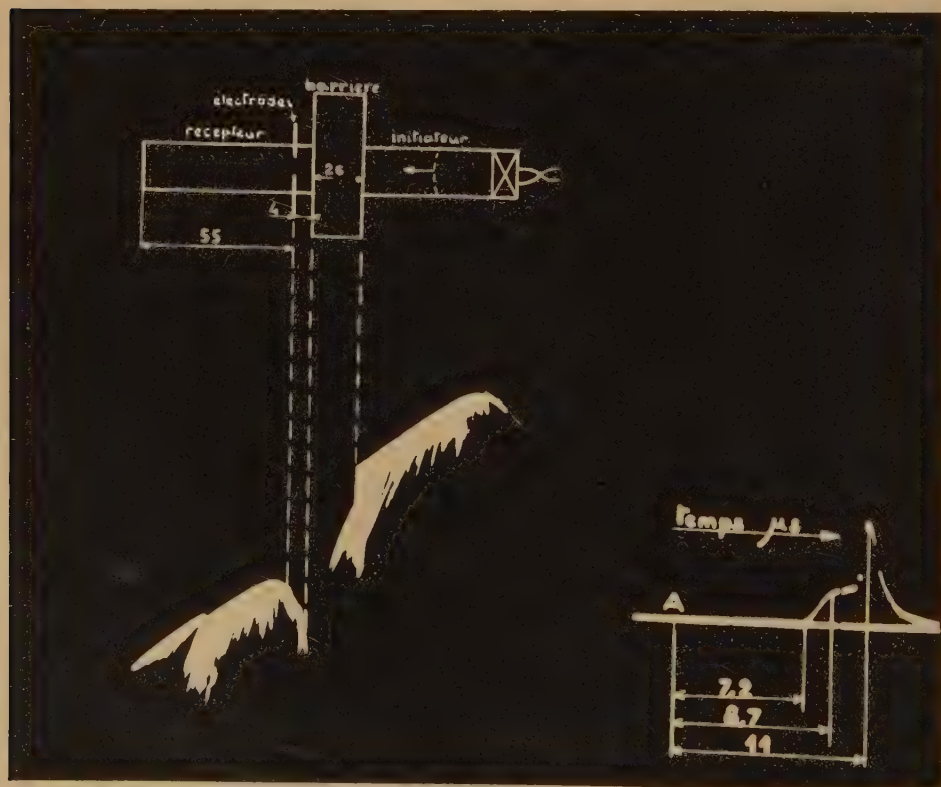


Fig. III-8.

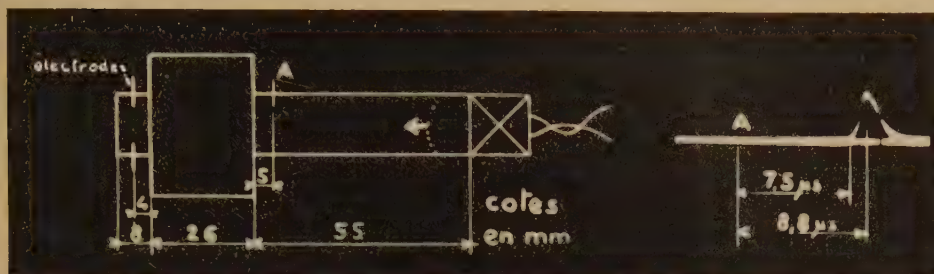


Fig. III-9.

Une autre série d'expériences a mis en évidence l'accroissement de la conductance dans la zone de préamorçage.

On a placé trois paires d'électrodes dans cette zone et enregistré les tensions V_1 , correspondantes, les oscillographes étant déclenchés par la même impulsion. La figure III.10 représente le montage et les 3 oscillogrammes :

-- les deux signaux précédemment attribués au choc initiateur et à l'onde de détonation en retour se retrouvent sur chaque enregistrement;

— la conductance croît au passage du choc au fur et à mesure que l'on se rapproche de la section d'amorçage alors que l'explosif soumis à l'onde de détonation en retour présente une conductance constante.

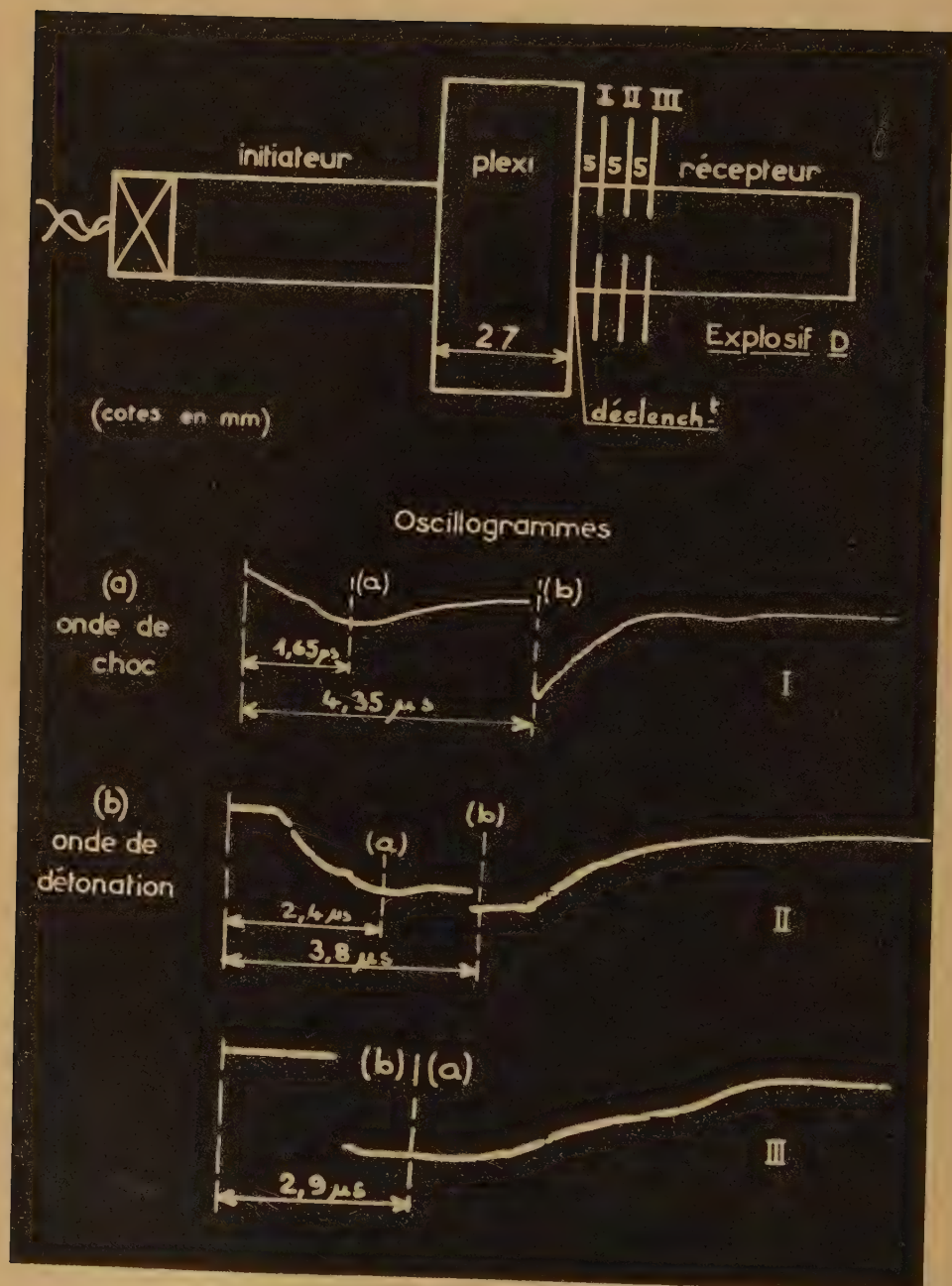


Fig. III-10.

CHAPITRE IV

RÔLE DE LA BARRIÈRE

ÉTUDE DE BARRIÈRES DE NATURES DIFFÉRENTES

IV.1. Nous avons supposé que l'initiation de la détonation dans la cartouche réceptrice avait pour origine certaines conditions de température et de pression réalisées dans le choc induit dans le récepteur et qu'il est par suite possible de calculer connaissant les caractéristiques de choc de l'explosif inerte.

Dans cette hypothèse la barrière a pour seul rôle de transmettre et d'affaiblir d'une quantité connue le choc produit par l'explosif initiateur; en fait, la barrière peut éventuellement agir de trois autres façons sur les conditions d'initiation de la détonation :

- transmettre un flux thermique provenant des gaz de détonation de l'explosif initiateur ;
- apporter de l'énergie calorifique au récepteur par son propre échauffement au passage du choc ;
- catalyser les réactions chimiques qui se développent dans le récepteur au voisinage de l'interface barrière-récepteur.

IV.2. TRANSMISSION D'UN FLUX THERMIQUE

DÛ AUX GAZ DE DÉTONATION

Les températures de détonation sont de l'ordre de 5.000 à 6.000 °K, quoique cette température décroisse rapidement derrière l'onde les gaz de détonation constituent une source chaude importante.

Le flux thermique correspondant, pour avoir une influence sur l'initiation de la détonation dans la cartouche réceptrice, doit traverser les quelques centimètres de barrière en moins de $10 \mu s$ environ, ce temps correspondant à la durée de trajet de l'onde de l'interface initiateur-barrière à la section de réamorçage pour les épaisseurs de barrières courantes; il ne peut donc s'agir que d'une transmission par rayonnement.

Nous avons essayé de mettre en évidence l'influence possible du rayonnement dans le cas de barrières solides transparentes en utilisant successivement du

plexiglas blanc et du plexiglas noir; ces deux matériaux ont sensiblement la même composition, l'affaiblissement d'un choc y est identique et ils ne diffèrent que par leur transparence.

Sur la figure IV.1 on a reporté les points $S(e)$ pour les deux matériaux, ils se placent correctement sur une courbe unique et il semble que l'on puisse négliger l'apport d'énergie thermique par rayonnement des gaz de détonation dans le cas d'une barrière solide transparente, ce fait étant sans doute dû à ce que le facteur de transmission optique du milieu est considérablement réduit au passage du choc ainsi que nous l'avons vu précédemment (chapitre II, § 2).

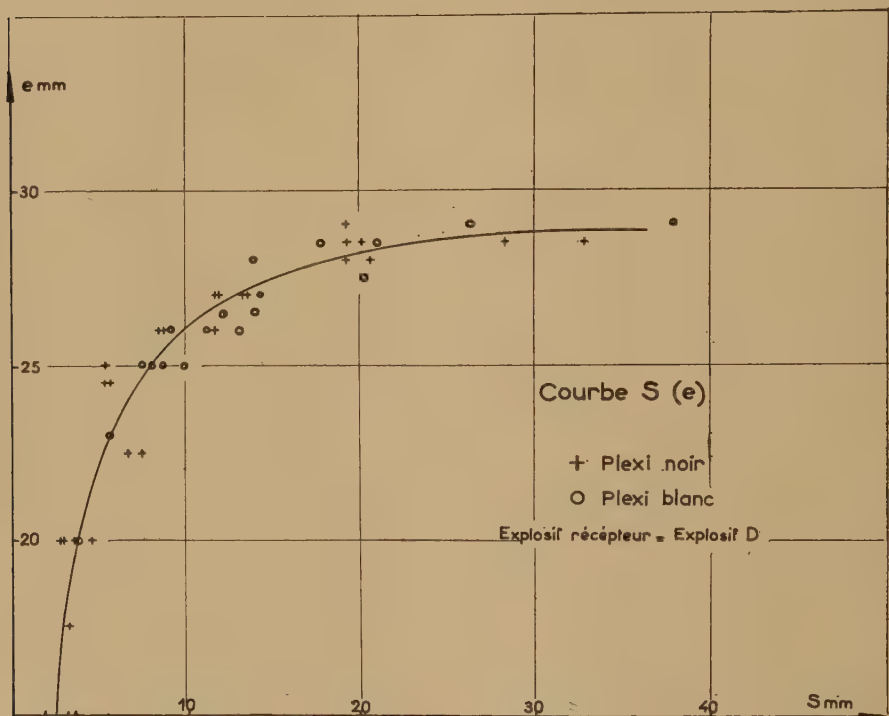


Fig. IV-1.

IV.3. APPORT DE CHALEUR PAR ÉCHAUFFEMENT DE LA BARRIÈRE

Le matériau constituant la barrière s'échauffe au passage de l'onde de choc, pour que cet échauffement puisse avoir une influence sur les conditions d'initiation il faut que la température de la barrière dans les conditions de choc soit sensiblement supérieure à celle de l'explosif soumis au même choc initiateur.

La figure IV.2 représente la température T derrière un choc, caractérisé par une pression p , dans le cuivre, l'aluminium et le plexiglas qui sont les trois matériaux que nous avons utilisés comme barrière. Les courbes du cuivre et de l'aluminium ont été empruntées à WALSH (Réf. 24) qui les a calculées en appliquant l'équation d'état de Mie - Grüneisen dont les coefficients ont été déterminés expérimentalement; dans le cas du plexiglas, on a admis valable l'équation d'état de PACK EVANS

et JAMES (Réf. 21) dont les coefficients ont été tirés des travaux expérimentaux de DAPOIGNY (Réf. 10) et BUCHANAN (Réf. 5).

$$p = \alpha \left(\frac{V}{V_0} \right)^{-2.3} \left[e^{\beta \left[1 - \left(\frac{V}{V_0} \right)^{1/3} \right]} - 1 \right] + g(V_0) [T - T_0]$$

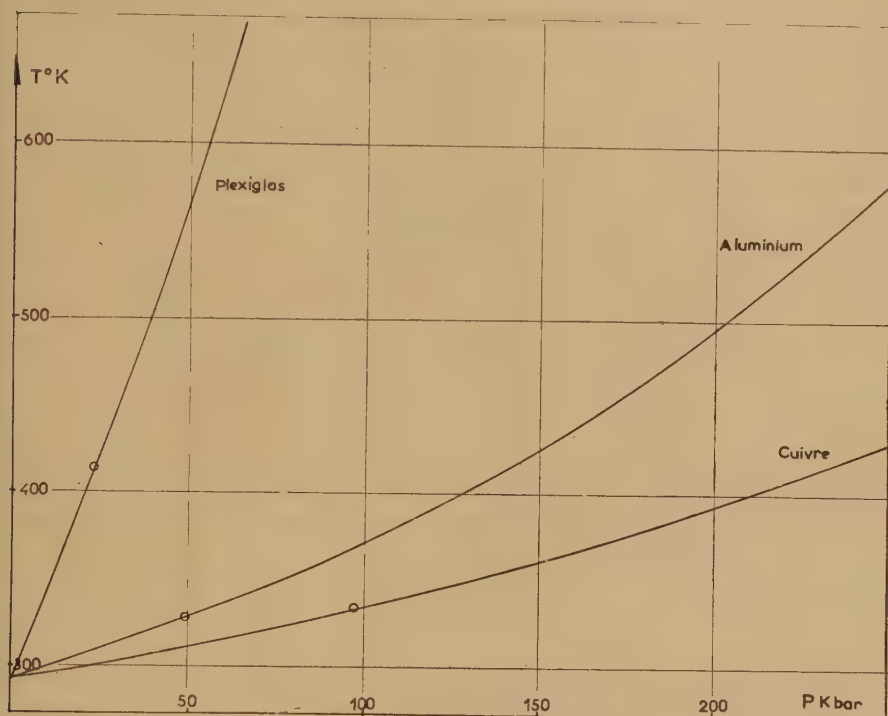


Fig. IV-2.

Il est possible de passer du choc dans la barrière au choc induit dans l'explosif récepteur en appliquant les conditions de compatibilité à l'interface barrière récepteur, égalité des pressions et des vitesses matérielles. Ces conditions sont réalisées par des chocs ou des détente réfléchis dans la barrière; ce problème a une solution graphique simple dans le plan (p, u) sur laquelle nous reviendrons ultérieurement (chap. VII), nous supposons également déjà connue la polaire de choc de l'explosif D, inerte. La figure IV.3 représente la détermination graphique des chocs dans le cuivre, l'aluminium et le plexiglas qui induisent dans l'explosif D une pression de 25 kilobars.

On trouve :

$$\begin{aligned} P_{\text{plexiglas}} &= 23 \text{ kilobars} \\ P_{\text{cuivre}} &= 97 \text{ kilobars} \\ P_{\text{aluminium}} &= 49 \text{ kilobars} \end{aligned}$$

En se reportant à la figure IV.2 on voit que les températures du cuivre, de l'aluminium et du plexiglas soumis à ces chocs sont de l'ordre de 350 à 400 °K, ce

doit être également la valeur de la température de l'explosif D soumis à un choc de 25 kilobars les polaires de choc de ce dernier et du plexiglas étant proches il doit en être de même des fonctions $T(p)$.

En conclusion, l'apport d'énergie calorifique par échauffement des barrières solides étudiées ci-dessus ne doit pas influencer les conditions d'initiation de la détonation.

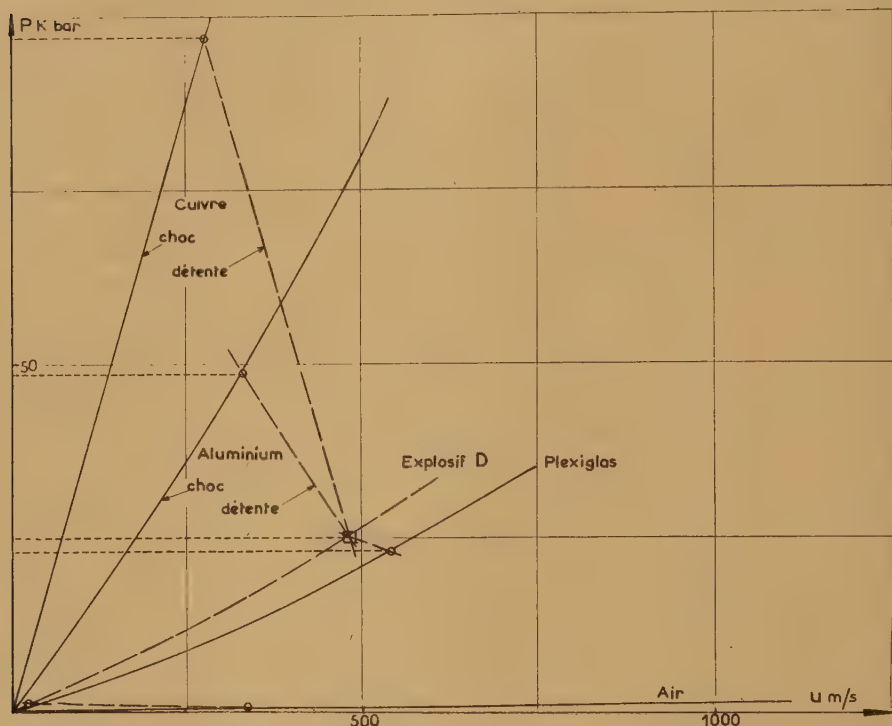


Fig. IV-3.

En revanche, le cas d'une barrière gazeuse est totalement différent, l'élévation de température d'un gaz sous l'action d'un choc étant très importante même pour les pressions modérées ($p < 1$ kilobar) qu'il est possible d'atteindre dans ces milieux. La figure IV. 4 représente la température de l'air derrière un choc caractérisé par la pression p .

Sur la figure IV.3 nous avons également représenté la polaire de choc de l'air, l'intensité maxima de choc dans ce milieu qu'il a été possible d'atteindre avec notre système initiateur est de 0,6 kilobar le symétrique de la polaire de choc passant par ce point coupe la polaire de l'explosif D en un point d'ordonnée $p = 1$ kilobar environ, qui correspond donc à l'intensité du choc induit dans le récepteur; dans ces conditions la distance de réamorçage S a été trouvée négligeable alors qu'avec des barrières solides l'intensité minima du choc induit susceptible d'initier la détonation est de 18 kilobars environ.

La figure IV.4 montre que la température de l'air soumis à un choc de 0,6 kilo-bar est de 10000°K; dans ce cas l'effet thermique (apport d'énergie de la barrière au récepteur) est prépondérant sur l'effet du choc induit et l'emploi de barrières gazeuses est à proscrire dans l'étude de l'initiation par choc.

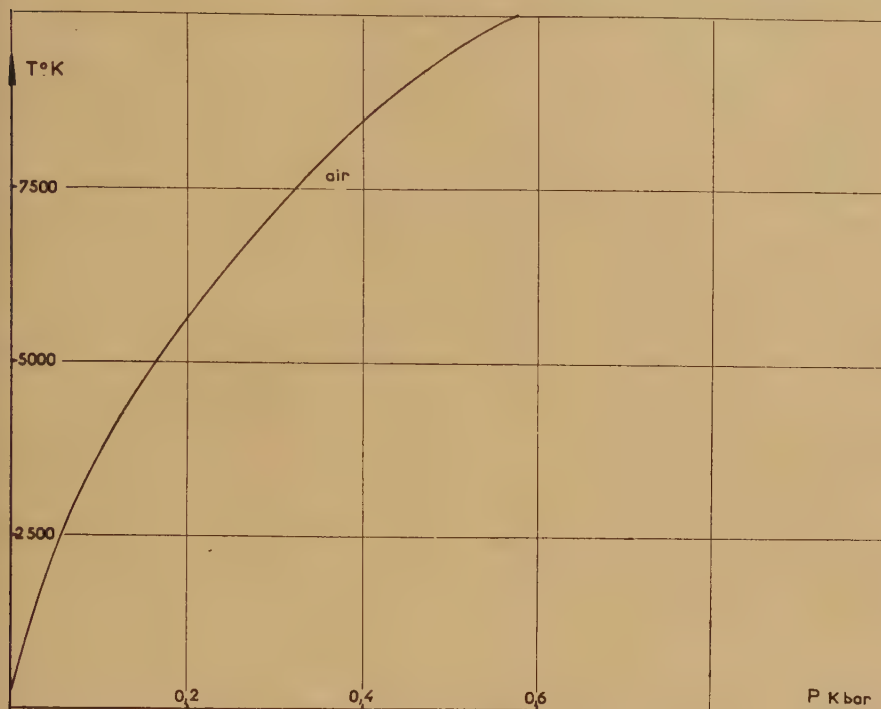


Fig. IV-4.

Une expérience consistant à laisser une lame d'air entre une barrière solide (cuivre) et l'explosif récepteur a confirmé ce fait, à épaisseur de barrière solide égale la distance de réamorçage s'est trouvée réduite; ceci a conduit à soigner les montages barrière-récepteur de façon à éliminer la présence parasite d'air.

IV.4. EFFET CATALYTIQUE

D'après M. A. Cook (Réf. 9) l'initiation de la détonation résulterait de la formation d'un plasma à l'interface barrière-récepteur, ce plasma serait formé quelques μ s après que le choc ait été induit dans le récepteur puis se déplacerait dans ce dernier à une vitesse de 35 à 100 mm/ μ s. la détonation apparaîtrait lorsque le plasma aurait rattrapé l'onde de choc.

La formation du plasma serait favorisée par la présence de particules métalliques à l'interface qui auraient un rôle catalytique et M. A. COOK a présenté les résultats d'expériences d'initiation où il utiliserait des barrières en verre avec ou sans interposition d'une feuille métallique mince à l'interface barrière-récepteur, le métal

étant de l'aluminium, du cuivre ou de l'or; à épaisseur de verre égale, la distance de réamorçage se trouvait réduite dans le cas de l'interposition du métal et l'épaisseur limite du verre, E , telle qu'il n'y ait pas réamorçage, se trouvait augmentée; enfin, l'effet catalytique était différent suivant le diamètre des montages, il était prépondérant pour les diamètres importants (diamètre maximum étudié = 70 mm). La figure IV.5 montre ces résultats.

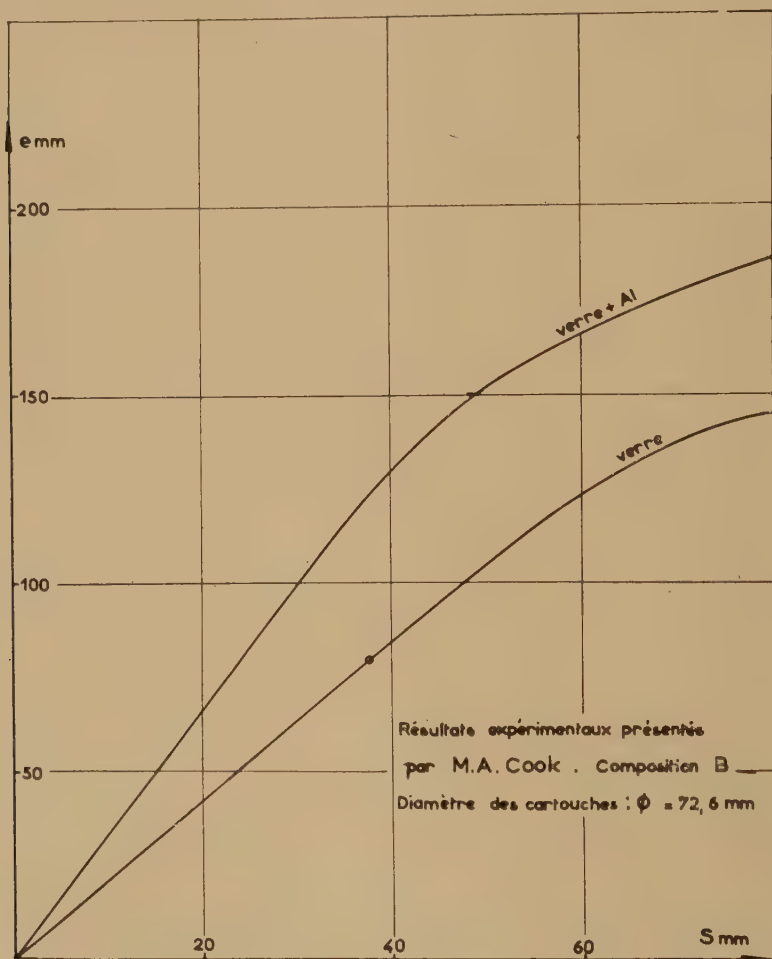


Fig. IV-5.

L'originalité du schéma d'initiation présenté par M. A. COOK nous a semblé suffisante pour justifier une étude expérimentale analogue.

Afin de profiter de résultats antérieurs, nous avons utilisé des barrières en plexiglas et l'explosif D comme initiateur et comme récepteur. L'étude a été poussée jusqu'à la limite de réamorçage avec des montages de diamètre 30, 60 et 80 mm.

La distance S de réamorçage avec ou sans interposition d'une feuille d'aluminium

(épaisseur 4/100 mm) a été relevée pour différentes épaisseurs e de la barrière; les points $S(e)$ obtenus ont été reportés sur les figures IV.6, IV.7, IV.8.

Les points expérimentaux obtenus ne présentent pas la propriété indiquée par M. A. COOK, quel que soit le diamètre du montage; pour le diamètre le plus important ($\phi = 80$ mm), la présence du clinquant d'aluminium tendrait même à repousser

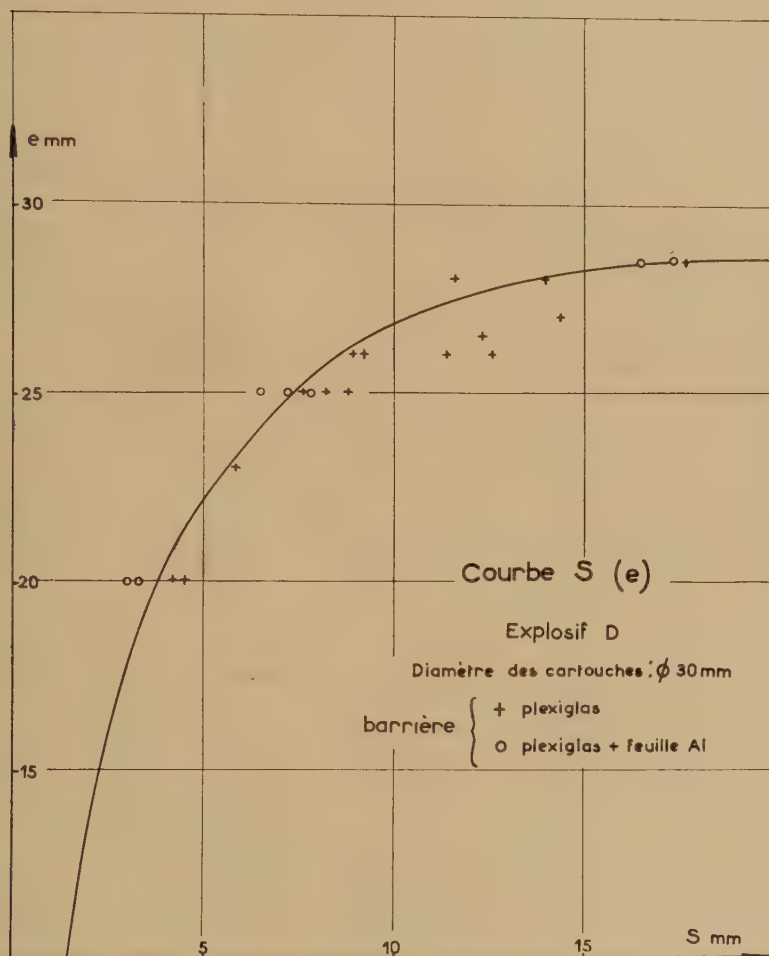


Fig. IV-6.

légèrement le réamorçage, donc jouerait un rôle opposé à celui qui a été proposé, l'écart n'est d'ailleurs pas très important et les limites de réamorçage sont identiques, aussi nous sommes-nous contentés de constater ce dernier résultat sans y apporter d'explication. Afin que la responsabilité de cette non-concordance ne puisse être attribuée à l'emploi d'une barrière en plexiglas, quelques essais ont été effectués avec des barrières en verre et des montages de diamètre 60 mm.

Les résultats (tableau ci-dessous) sont de la nature de ceux obtenus avec le plexiglas :

e	S	
	Verre	Verre + Al
	mm	mm
54.....	13,8	13,6
64.....	17,2	17,6

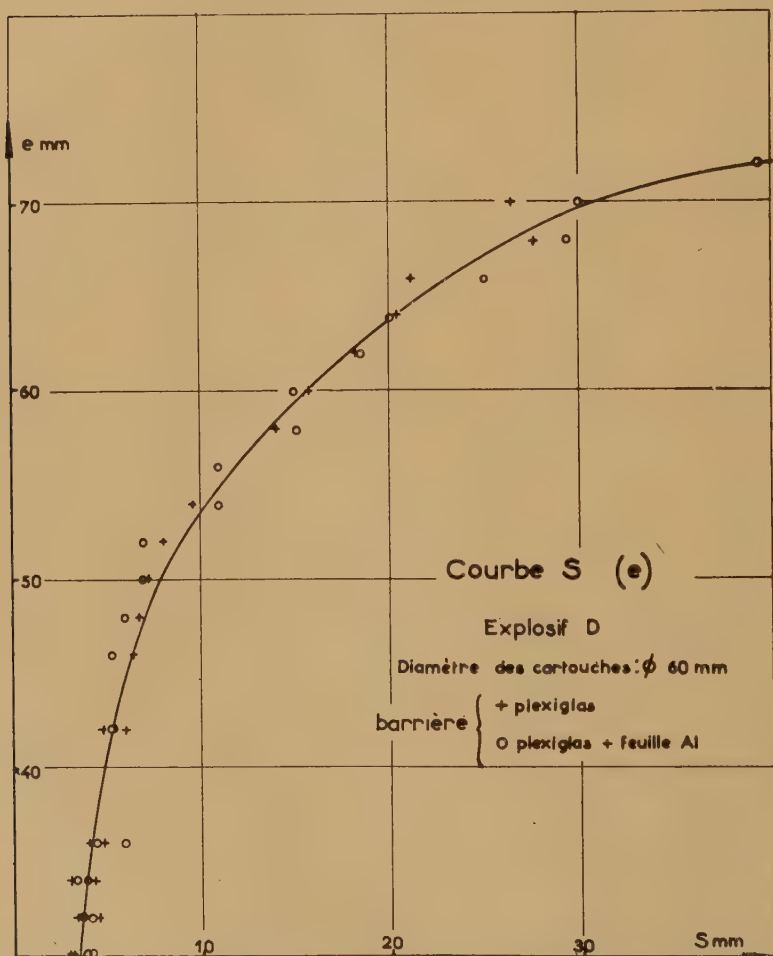


Fig. IV-7.

En conclusion, il ne semble pas qu'il y ait lieu d'attribuer un rôle catalytique à la barrière. D'autres expériences de M. A. COOK tendant à montrer l'existence

du plasma ont été depuis reprises par W. C. DAVIS (Réf. 11), elles ont infirmé également les résultats présentés par M. A. COOK.

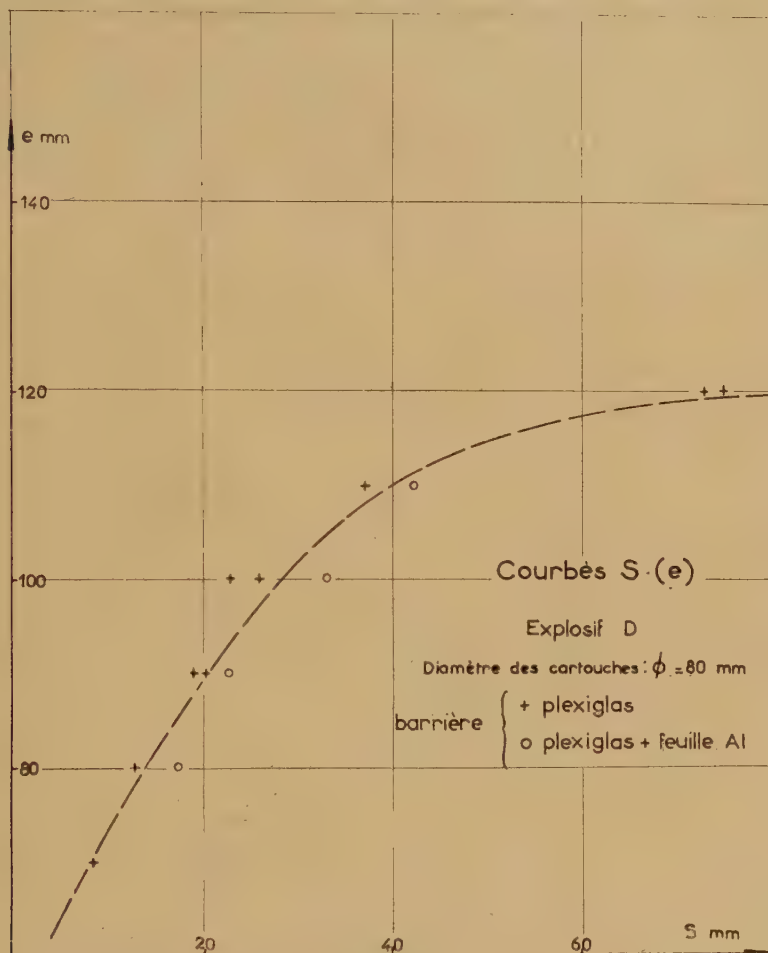


Fig. IV-8.

IV.5. ÉTUDE DE BARRIÈRES DE NATURES DIFFÉRENTES

Nous avons étudié les conditions d'initiation de l'explosif D avec trois natures de barrières : plexiglas, cuivre, aluminium; la même géométrie de montage a été conservée, cartouches cylindriques de diamètre 30 mm.

Les figures IV.9 et IV.10 représentent les courbes $S(e)$ obtenues expérimentalement avec le cuivre et l'aluminium, le cas du plexiglas blanc ayant déjà été étudié (figure IV.1); les différences de courbure dans les courbes $S(e)$ s'expliquent par le fait que la loi d'affaiblissement de l'onde de choc en fonction de l'épaisseur de la barrière est spécifique du matériau.

La même distance de réamorçage S correspond à des épaisseurs différentes de barrière suivant qu'il s'agit de plexiglas, de cuivre ou d'aluminium; si la barrière joue le rôle qu'on lui attribue, le choc induit dans l'explosif à l'interface barrière-récepteur

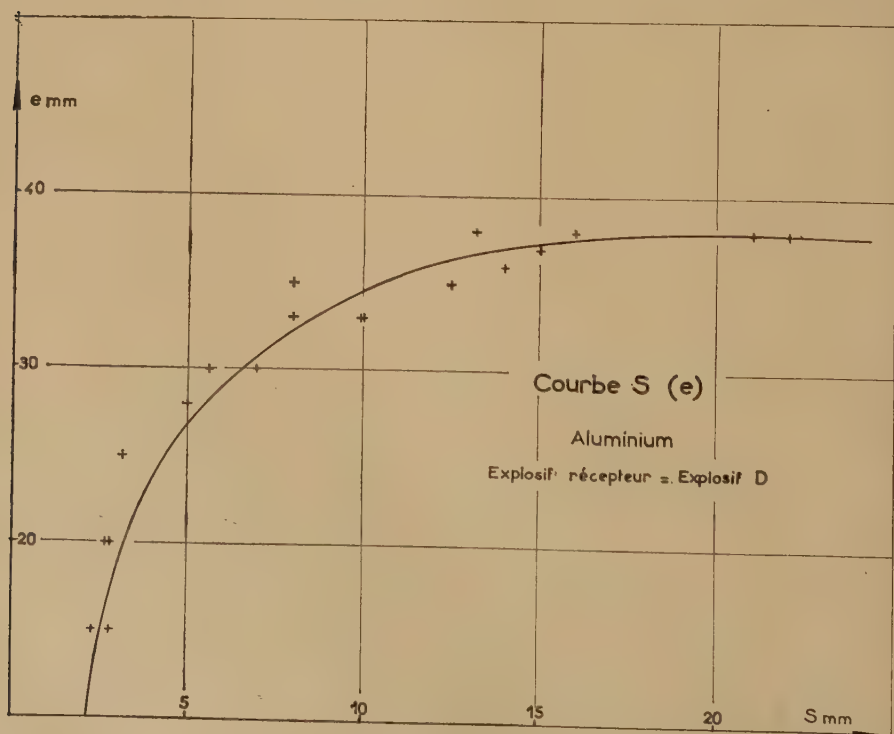
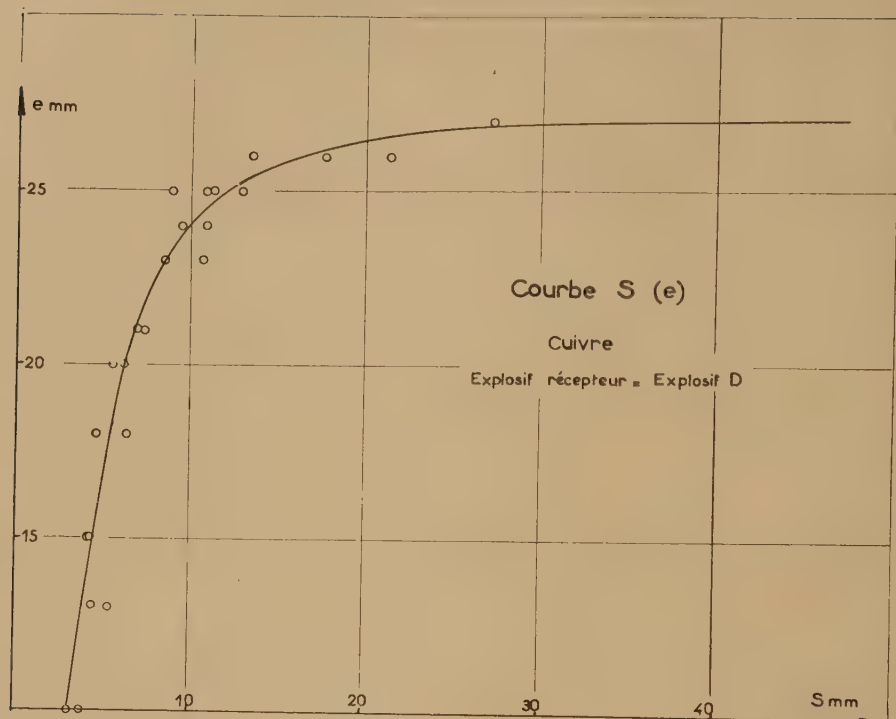


Fig. IV-9 et IV-10.

doit avoir même intensité dans les trois cas, c'est ce que nous avons tenté de vérifier.

Soient e_{Cu} , e_{Al} et e_{plexig} trois épaisseurs de barrière donnant la même distance de réamorçage S ; à l'extrémité d'une barrière de cuivre ou d'aluminium d'épaisseur e_{Cu} ou e_{Al} , on place un bloc de référence en plexiglas transparent dans lequel on mesure la vitesse du choc qui y est induit, U . Connaissant les caractéristiques de choc du plexiglas, on déduit de U le point (p, u) correspondant sur la polaire de choc du plexiglas, par ce point on fait passer le symétrique de la courbe de détente du cuivre ou de l'aluminium dont l'intersection avec la polaire de choc de l'explosif D inerte donne l'intensité du choc induit dans le récepteur par une barrière d'épaisseur e_{Cu} ou e_{Al} .

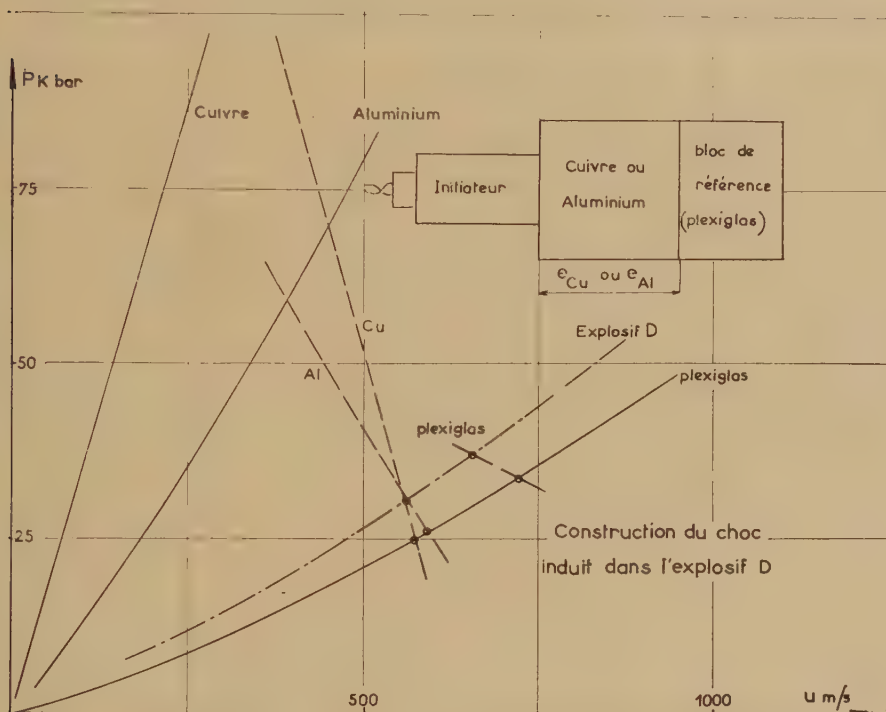


Fig. IV-11.

La figure IV.11 représente le montage expérimental et la construction graphique décrits ci-dessus.

S	e_{Al}	e_{Cu}	e_{plexig}	Pression du choc induit dans l'explosif D barrière en		
				Plexiglas	Cuivre	Aluminium
mm	mm	mm	mm	kilobars	kilobars	kilobars
6.....	20	20	24	60	65	57
8.....	28	23	25	43	36,5	39,5
11.....	30	25	26	37	30,5	30,5
17.....	34	26	28	21	20	23
Limite de réamorçage..	38	27	29	17	18	18

Nous avons fait cette comparaison pour cinq valeurs de S , et le tableau ci-dessus traduit les résultats.

Il semble donc que, compte tenu de la dispersion des résultats, qui est à imputer à la double erreur commise sur la détermination des épaisseurs équivalentes à partir des diagrammes $S(e)$ et sur les mesures de vitesse de choc dans le plexiglas, les conditions d'initiation ne dépendent que de l'intensité du choc induit dans l'explosif récepteur; ceci n'étant évidemment valable que pour les barrières solides inertes étudiées.

IV.6. REMARQUES SUR L'UTILISATION DES BARRIÈRES EN PLEXIGLAS ET EN CUIVRE

L'utilisation de différents matériaux solides a permis, ainsi que nous l'avons vu, de confirmer le rôle attribué à la barrière en établissant que les conditions de réamorçage ne dépendaient que de l'intensité du choc induit dans le récepteur, un autre intérêt est venu des qualités propres des matériaux, en particulier en ce qui concerne le plexiglas et le cuivre :

— plexiglas transparent : il est possible d'observer la progression de l'onde à travers la barrière et par suite d'en déduire l'intensité du choc initiateur par la mesure de sa vitesse, ainsi que l'instant d'induction du choc dans la cartouche réceptrice.

— cuivre : les plaques de cuivre constituant les barrières ont pu être récupérées après les tirs, et l'observation de leurs déformations a permis d'estimer les chocs auxquels elles avaient été soumises; ces résultats, quoique qualitatifs, se sont révélés intéressants, en particulier dans l'étude de l'onde de détonation en retour (chap. V, paragr. 1).

CHAPITRE V

ÉTUDE DE DIVERS EXPLOSIFS RÉCEPTEURS

V.1. Nous avons étudié successivement comme explosifs récepteurs :

- l'explosif D (hexolite) déjà cité;
- le baratol, hexolite comportant une forte proportion de nitrate de baryum;
- la penthrite;
- une composition penthrite poudre d'aluminium que nous appellerons explosif K.

Ces deux derniers explosifs, pulvérulents, ont été utilisés confinés dans des tubes en plexiglas, les autres étant moulés en cartouches cylindriques.

Le système initiateur était constitué d'une cartouche cylindrique d'explosif D de même diamètre que le récepteur; ce diamètre ayant été choisi initialement de 30 mm pour des raisons de facilité de tir, d'autres expériences complémentaires furent faites avec des diamètres de 60, 80 et 100 mm de façon à vérifier que le processus d'initiation ne dépendait pas de la géométrie du montage.

L'étude de chaque explosif récepteur a consisté à déterminer la distance et le temps de réamorçage en fonction de l'épaisseur de la barrière (plexiglas et cuivre), à mesurer l'accroissement de la conductance électrique dans la zone de préamorçage, enfin, à préciser l'existence ou l'absence de l'onde de détonation en retour.

V.2. EXPLOSIF D

Cet explosif a déjà été étudié (chap. III et IV) et nous nous contenterons de préciser l'existence de l'onde de détonation en retour.

Cette onde est d'abord apparue sur les enregistrements à la caméra, sa vitesse est sensiblement la même que celle de l'onde de détonation (environ $8 \text{ mm}/\mu\text{s}$); elle pouvait être attribuée au fait que, par suite de la courbure, au moment du réamorçage une certaine tranche d'explosif au voisinage du bord de la cartouche réceptrice n'avait pas encore été touchée par l'onde de choc initiatrice, c'était alors la détonation de cette seule partie de cartouche qui était enregistrée.

Deux observations sont venues infirmer cette hypothèse et prouver que l'onde de détonation en retour a pour support l'explosif déjà soumis à l'onde de choc et qui a déjà partiellement réagi.

Mesures de conductance électrique : sur les oscillogrammes présentés au chapitre III on observe deux signaux nettement séparés; le premier correspond à une conductance croissante au fur et à mesure que l'on se rapproche de la section de réamorçage, sa position dans le temps est telle qu'il est relatif à une onde venant de la barrière et en période d'accélération; le second, par contre, présente une amplitude constante et correspond à une onde se déplaçant à vitesse constante dirigée vers la barrière. Ces deux ondes attribuées respectivement au choc initiateur et à la détonation en retour intéressent donc la même tranche d'explosif, située entre les électrodes.

Étude des barrières de cuivre. Les plaques de cuivre récupérées après les tirs présentent des déformations, à allure de cratère, sur les deux faces correspondant à l'initiateur et au récepteur; lorsque l'on considère des plaques d'épaisseur croissante la profondeur du cratère, côté initiateur, est constante alors que celle correspondant au côté récepteur croît, ceci a été interprété par le fait que la distance de réamorçage croissant avec l'épaisseur de la barrière la longueur de cartouche détonant en retour et par suite participant à la formation du cratère est plus importante.

La figure V-1 présente quatre plaques de cuivre récupérées après tirs :

- (a) côté initiateur — $e = 20$ mm;
- (b) côté récepteur — $e = 20$ mm;
- (c) côté récepteur — $e = 15$ mm;
- (d) côté récepteur — $e = 10$ mm.

On voit que la profondeur du cratère décroît de (b) à (d); l'aspect des déformations avec repoussement du métal vers le bord étant identique sur les quatre vues.

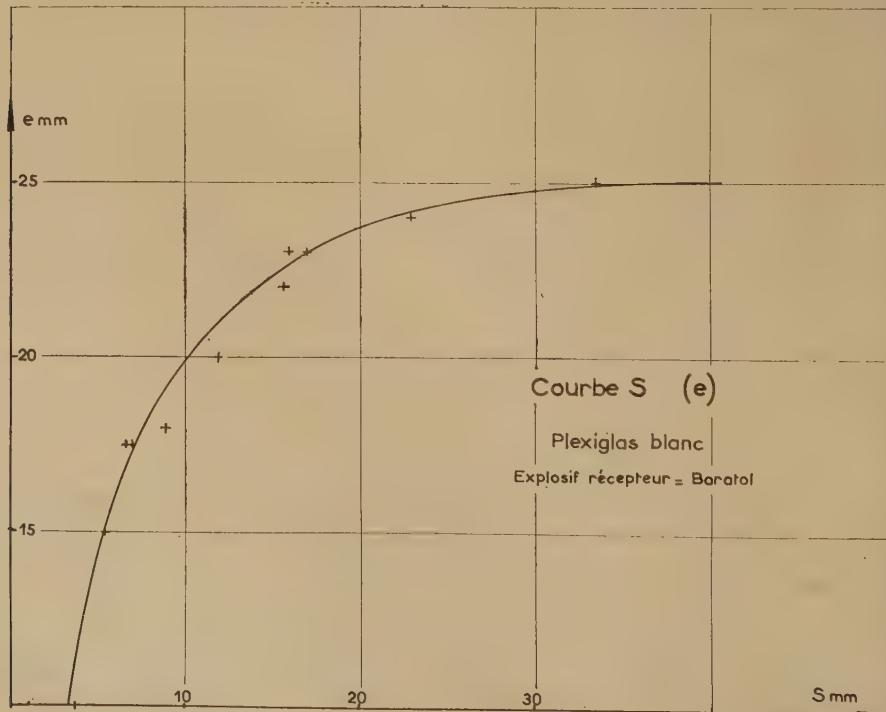


Fig. V-2.

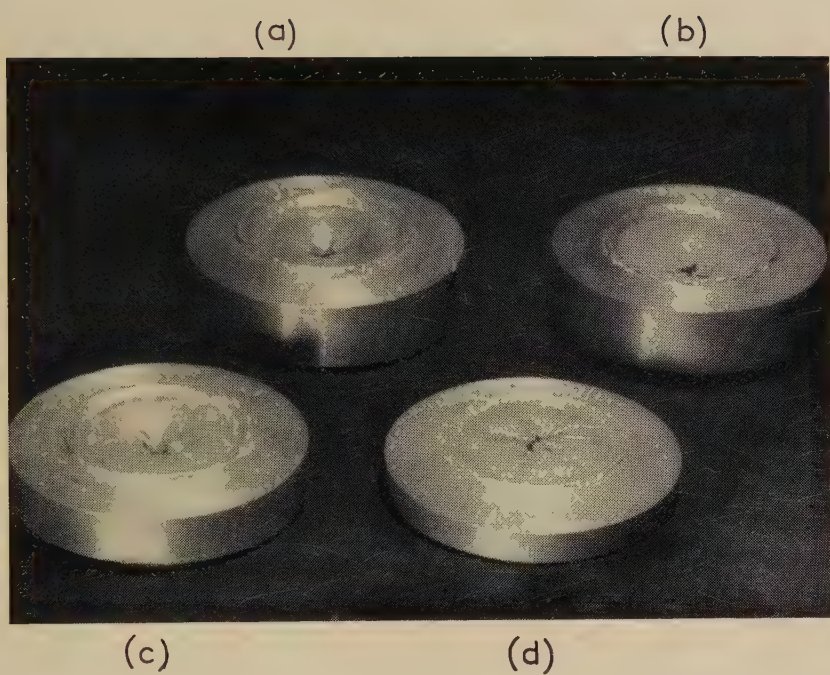


Fig. V-1.

V.3. BARATOL

Rappelons qu'il s'agit d'un hexolite avec addition de nitrate de baryum; ce dernier a pour rôle d'augmenter la densité de l'explosif de façon à réaliser un « effet de masse », sa participation aux réactions chimiques n'est pas clairement connue bien que l'on admette qu'il augmente la chaleur totale de réaction. Le diagramme de marche de l'onde de choc dans la zone de préamorçage présente la même allure que celui construit avec l'explosif D : région à vitesse à peu près constante (quelques millimètres) puis accélération jusqu'à atteinte du régime stable de détonation, celui-ci n'étant atteint qu'après l'apparition du réamorçage sur l'enregistrement à la caméra.

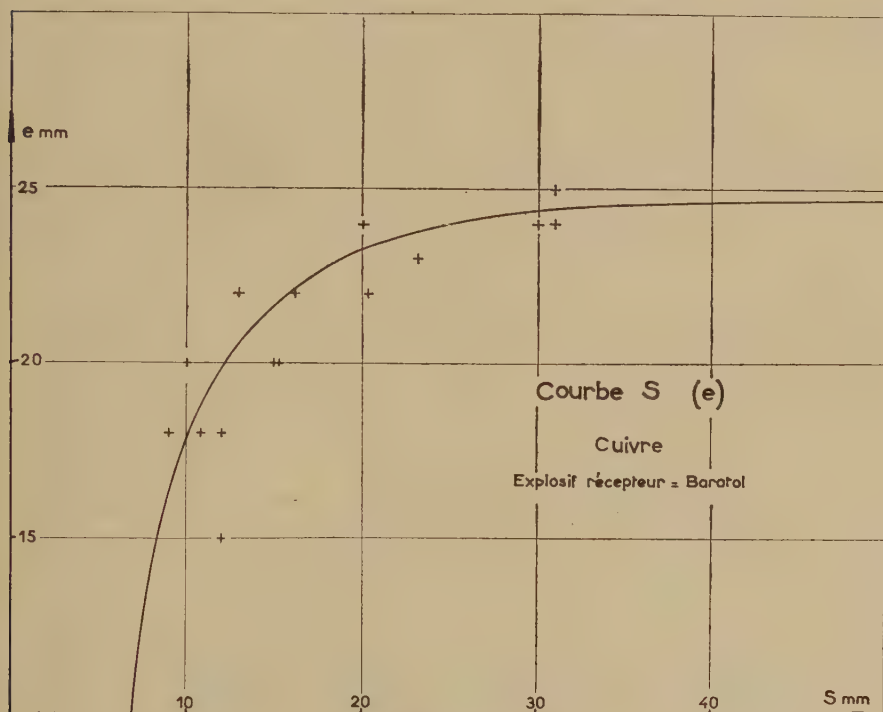


Fig. V-3.

Les courbes $S(e)$ avec des barrières en cuivre et en plexiglas sont représentées sur les figures V-2 et V-3, elles ne diffèrent pas non plus, dans leur forme, de celles établies avec l'explosif D, tout au plus peut-on noter que l'épaisseur limite E pour qu'il y ait réamorçage est plus élevée avec l'explosif D qu'avec le baratol; la présence de nitrate de baryum aurait alors pour effet de désensibiliser l'explosif.

La fonction $S(\tau)$ que nous avons appelée « vitesse d'induction » et dont la signification physique n'est pas clairement établie a été tracée pour l'explosif D et le baratol sur la figure V-4, on voit que les points $S(\tau)$ se placent correctement sur une même courbe qui est sensiblement une droite de pente $4 \text{ mm}/\mu\text{s}$ à partir de $S = 5 \text{ mm}$.

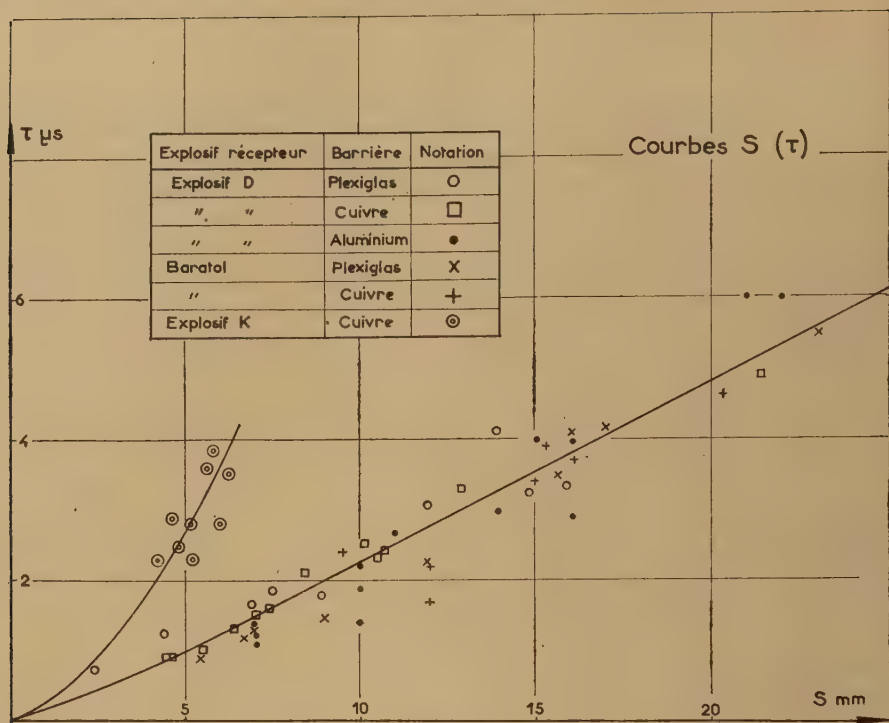


Fig. V-4

La différence essentielle entre l'explosif D et le baratol est l'absence, dans le cas de ce dernier, de la détonation en retour.

Ce fait est d'abord apparu sur les enregistrements à la caméra à miroir tournant dont la figure V-5 représente un enregistrement type, on note l'absence de trace lumineuse entre la section de réamorçage et la barrière.

La forme des oscillogrammes obtenus lors des mesures de conductivité électrique permet de supposer un comportement différent du baratol derrière l'onde de choc initiatrice.

On a répété l'expérience faite avec l'explosif D consistant à placer trois paires d'électrodes dans la zone de préamorçage et à enregistrer la tension $V_1 = \frac{RE}{R+X}$, fonction croissante de la conductance; la figure V-6 représente les oscillogrammes obtenus, on observe une zone à conductivité constante pendant un temps assez long, l'amplitude de ce palier croissant au fur et à mesure que l'on se rapproche de la section de réamorçage; enfin, la conductance redevient nulle sans qu'il soit apparu de second signal.

L'absence de détonation en retour s'est trouvée également confirmée par l'observation des plaques de cuivre récupérées après les tirs. Nous avons vu précédemment (explosif D) qu'une plaque de cuivre présentait sur le côté choqué par une onde de détonation un cratère de forme caractéristique et dont la profondeur croissait avec la longueur de la cartouche génératrice du choc. Dans le cas de l'initiation par choc du baratol, le « côté récepteur » de la plaque a subi une déformation de profondeur faible et à peu près constante quelle que soit la distance de réamorçage

S; cette déformation a sans doute pour origine l'onde de choc sphérique créée à la section de réamorçage et se développant, côté barrière, en choc inerte, de l'autre côté, en onde de détonation.

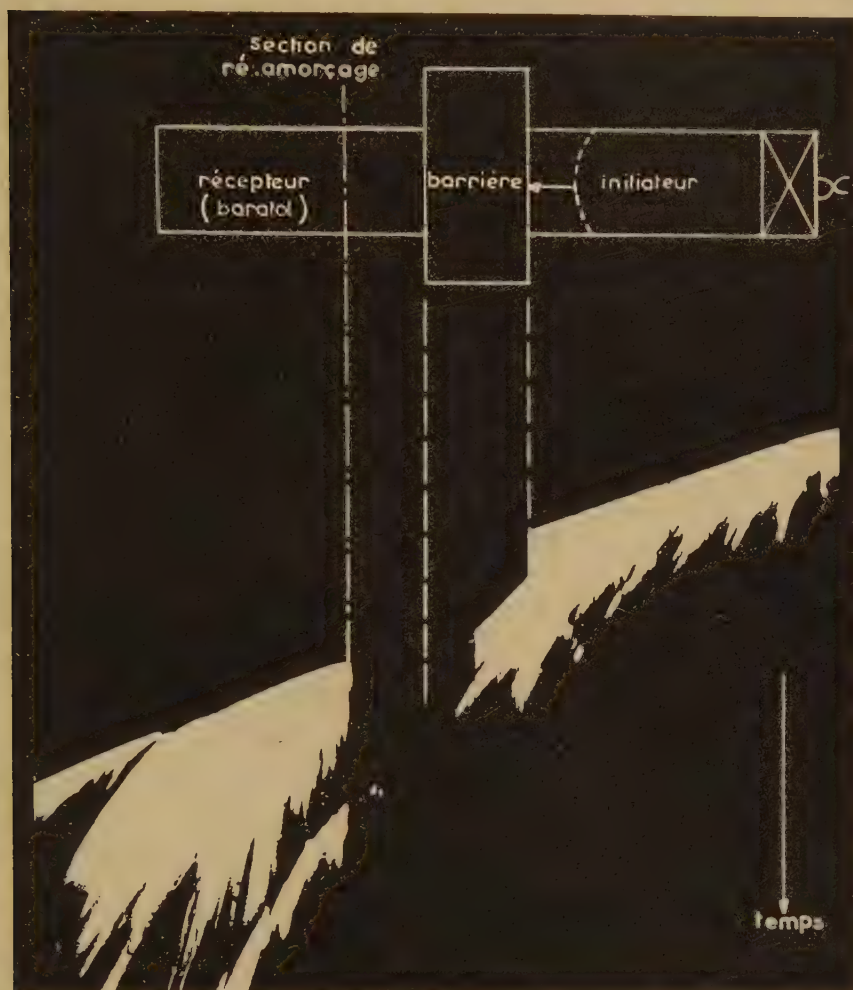


Fig. V-5.

Un tir fut d'autre part effectué en mettant en contact une plaque de cuivre et une cartouche de baratol amorcée normalement, la nature totalement différente des déformations obtenues suivant que le baratol joue le rôle d'initiateur ou de récepteur tend à confirmer l'absence de détonation en retour. La figure V-7 représente ces déformations :

- (a) côté initiateur (baratol amorcé normalement);
- (b) côté récepteur.

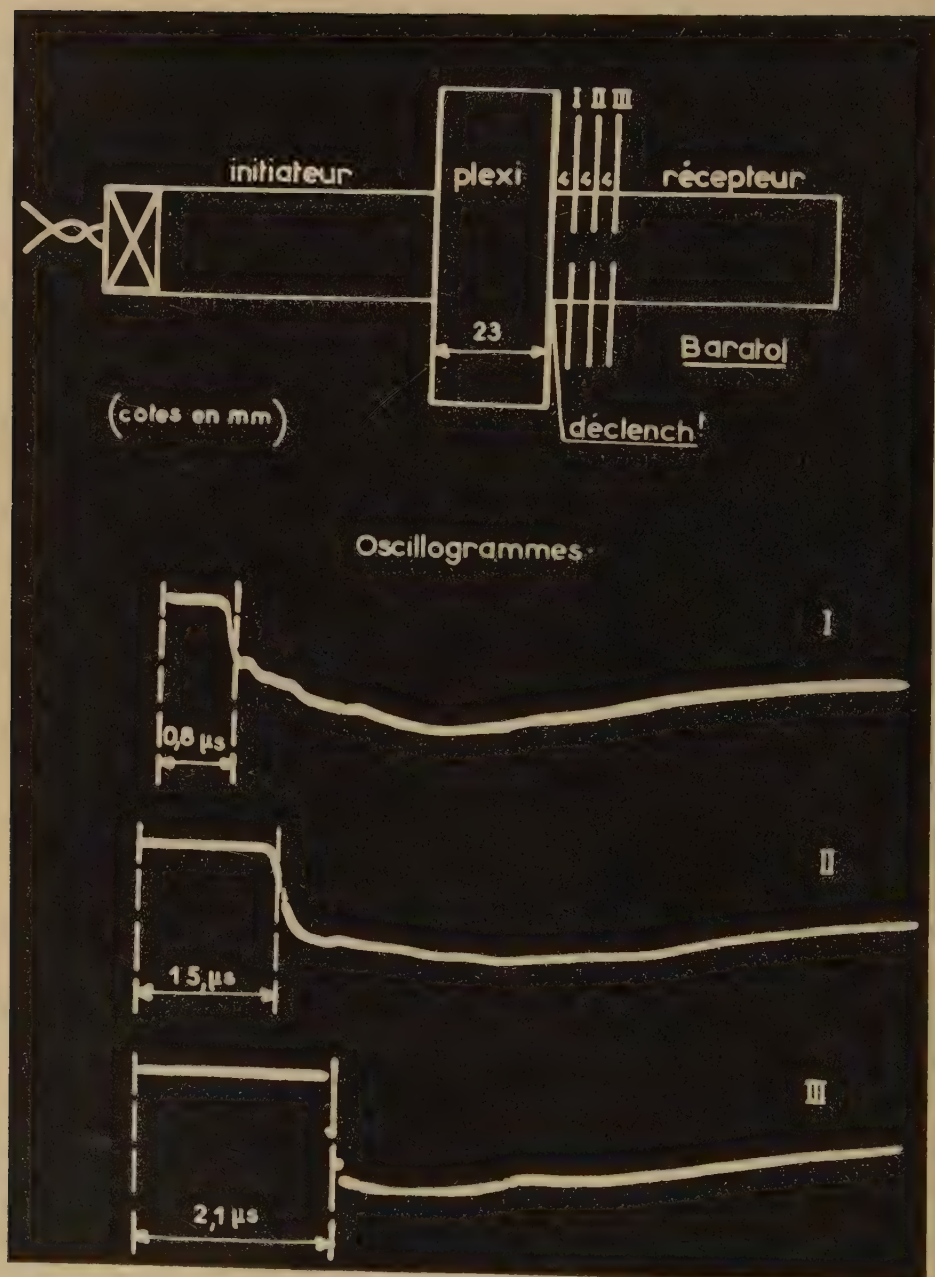
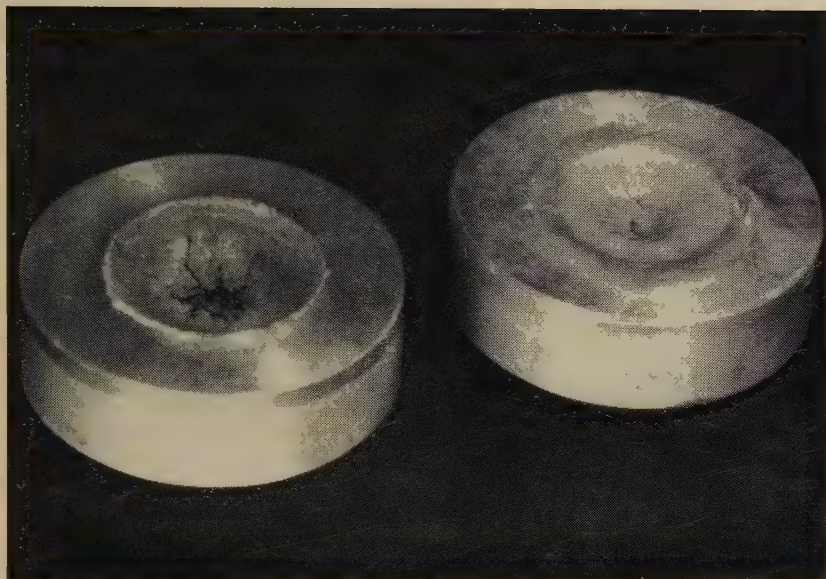


Fig. V-6.



(a)

(b)

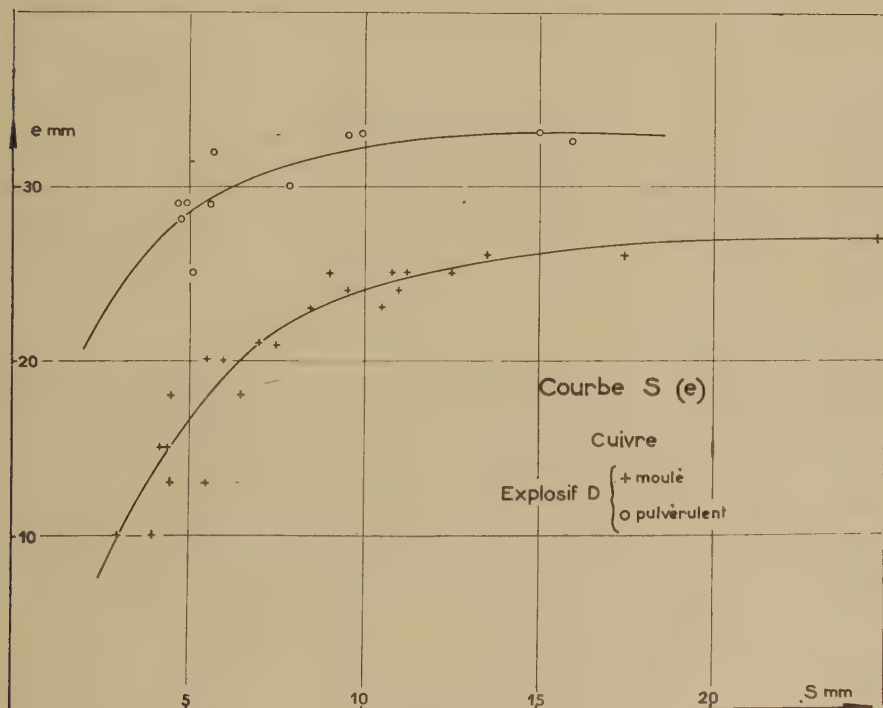
Fig. V-7.

V-4. PENTHRITE

Nous avons dû utiliser la penthrite sous forme pulvérulente, confinée dans des tubes en plexiglas de faible épaisseur; sa grande sensibilité au choc se traduit par des distances de réamorçage faibles qui n'ont pas permis l'étude de la zone de préamorçage; d'autre part, on passe brutalement d'un réamorçage quasi instantané à l'absence de détonation, l'épaisseur limite de barrière E étant nettement plus élevée que pour l'explosif D ou le baratol ($E = 40$ mm pour des barrières en cuivre).

La grande sensibilité de la penthrite aux ondes de choc est liée à la nature même de l'explosif, deux autres facteurs étaient néanmoins susceptibles de l'amplifier, le confinement et la forme pulvérulente.

Confinement : On sait que dans une cartouche cylindrique nue, c'est-à-dire en contact direct avec l'air, la vitesse de détonation peut varier avec le diamètre par suite des détentes latérales réfléchies sur le bord et qui viennent perturber la zone de réaction, ceci se traduit également par une courbure particulièrement importante, le front n'étant alors plus plan même au voisinage de l'axe; l'observation d'une onde très courbe dans la zone de préamorçage pouvait faire penser que la nature du milieu connexe à la cartouche et par suite les ondes réfléchies à partir de ce milieu pouvaient modifier le processus d'initiation; en fait, des expériences faites avec l'explosif D en cartouches nues ou confinées dans des tubes en plexiglas n'ont pas montré de modifications qualitatives et quantitatives des caractéristiques de réamorçage; on peut donc penser qu'il en est de même pour tous les explosifs et en particulier pour la penthrite.



Forme pulvérulente : Les grains d'explosif sont en contact avec l'air, au passage de l'onde de choc celui-ci s'échauffe beaucoup plus que l'explosif ainsi que nous l'avons vu précédemment dans le cas de barrières gazeuses (chap. IV); l'apport de chaleur à l'explosif est alors d'autant plus important que la surface de contact est grande et par suite le processus d'initiation devient essentiellement thermique.

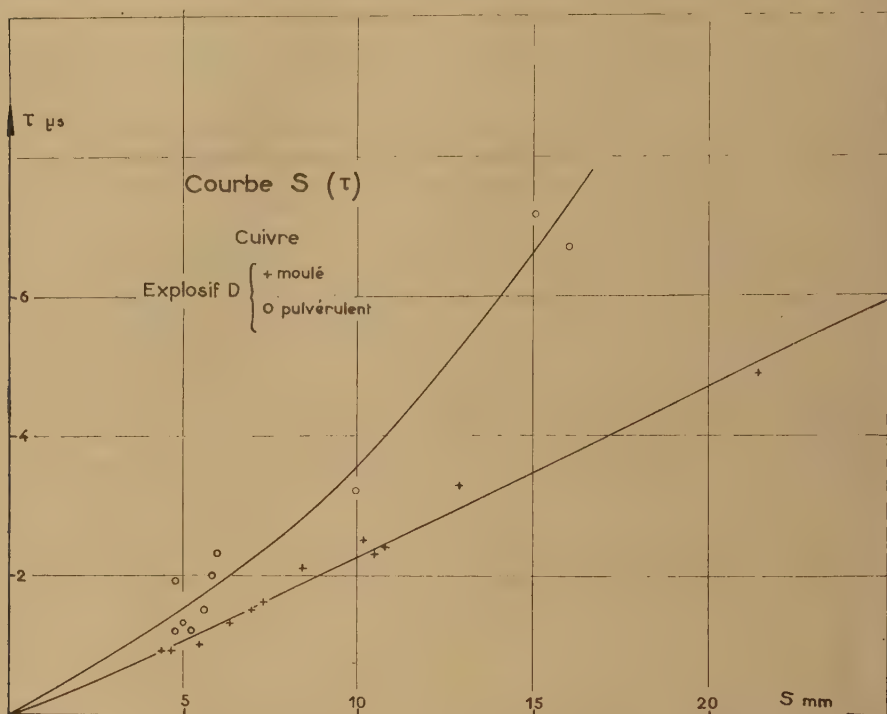


Fig. V-9.

Nous avons comparé l'explosif D moulu et sous forme pulvérulente, les figures V-8 et V-9 représentent les courbes $S(e)$ et $S(\tau)$ obtenues; la courbe $S(e)$ traduit la plus grande sensibilité de l'explosif pulvérulent ($E = 33 \text{ mm}$ pour des barrières en cuivre) alors que la courbe $S(\tau)$ montre que la « vitesse d'induction » est nettement plus faible qu'avec l'explosif moulu. Ce dernier résultat peut s'expliquer par le fait que dans un processus d'initiation thermique l'apparition de la détonation n'est plus liée de la même façon à la vitesse de l'onde de choc initiatrice, le réamorçage apparaissant pour une valeur plus faible de celle-ci en raison de l'apport calorifique important dû à l'air occlus.

V-5. EXPLOSIF K

L'explosif K est constitué de penthrite et de poudre d'aluminium dont le rôle est d'allonger la zone de réaction et par suite d'augmenter la durée d'application de la pression induite par choc dans un milieu connexe. Cet explosif se présente sous forme pulvérulente, on peut donc lui appliquer les remarques formulées plus

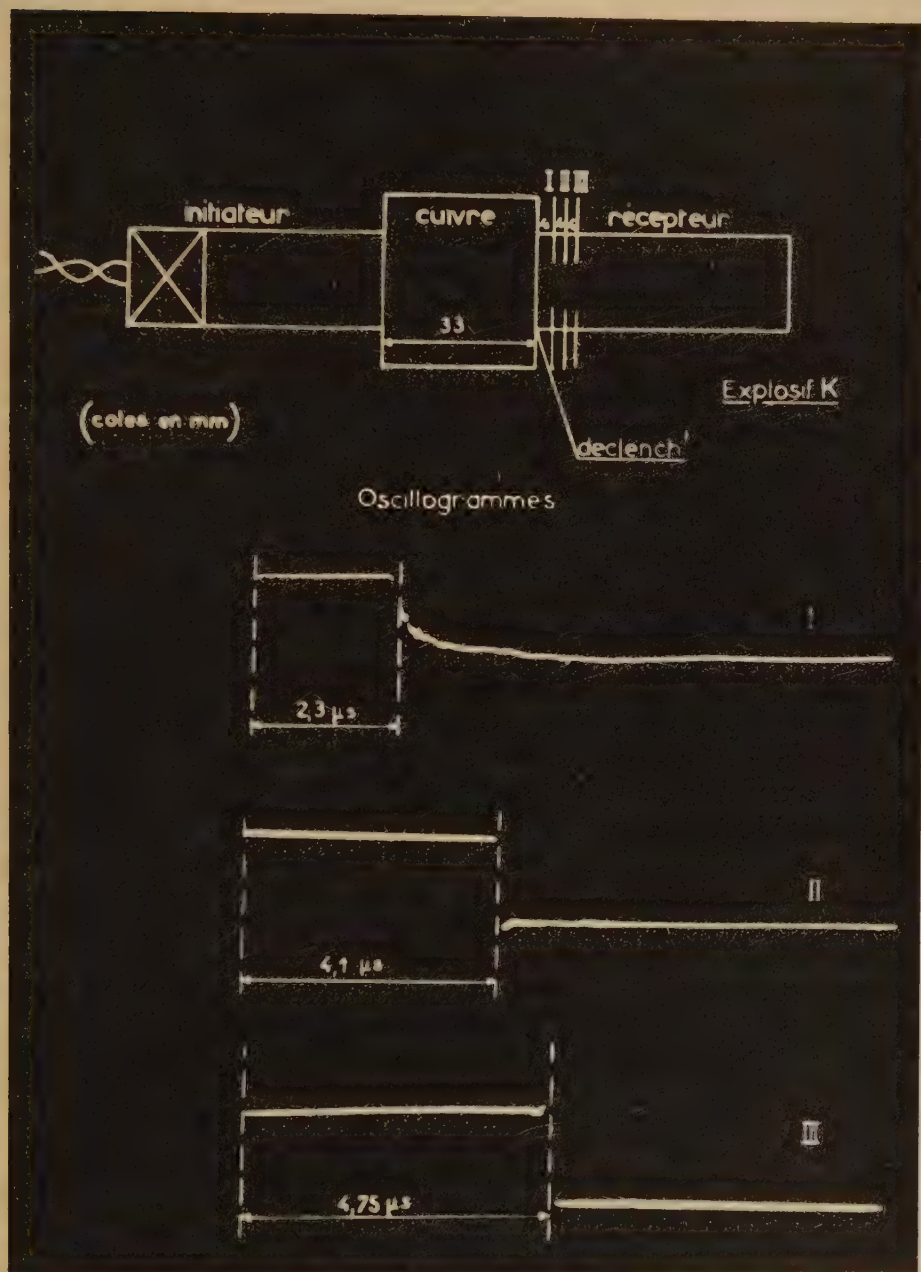


Fig. V-10

haut au sujet du rôle de l'air occlus dans la modification du processus d'initiation (effet thermique). Néanmoins, l'explosif K s'est révélé moins sensible que la penthrite, sans doute en raison de la présence de l'aluminium dont le rôle serait à rapprocher de celui du nitrate de baryum dans le baratol; il a été possible de déterminer la « vitesse d'induction » et de faire des mesures de conductivité électrique dans la zone de préamorçage.

Fonction $S(\tau)$: Elle a été représentée sur la figure V-4; on voit que la « vitesse d'induction » de l'explosif K est nettement plus faible que celle de l'explosif D ou du baratol; la courbe représentative a même allure que celle tracée pour l'explosif D pulvérulent (fig. V-9) toujours en raison de l'effet thermique.

Absence de détonation en retour : Les enregistrements à la caméra à miroir tournant montrent, comme dans le cas du baratol (fig. V-5), l'absence de trace en face de la zone de préamorçage; ce résultat a été confirmé par les mesures de conductivité électrique.

Mesures de conductivité électrique : Les expériences consistant à placer trois paires d'électrodes dans la zone de préamorçage ont été reprises avec l'explosif K. La figure V-10 représente le montage et les oscillogrammes correspondant à la tension V_1 , déjà définie, pour les trois paires d'électrodes, on retrouve le même profil que dans le cas du baratol, c'est-à-dire un palier de longue durée et d'amplitude croissant au fur et à mesure que l'on se rapproche de la section de réamorçage et l'absence de second signal correspondant à une onde de détonation en retour.

V-6. COMPARAISON DES DIVERS EXPLOSIFS RÉCEPTEURS

L'étude que nous venons de faire et qui ne porte que sur quatre explosifs est trop partielle pour permettre une classification rigoureuse des explosifs solides quant à leur comportement à l'initiation par choc; il est néanmoins possible de dégager quelques remarques :

— la détonation en retour n'apparaît que pour les explosifs « purs » c'est-à-dire dans la composition desquels n'entrent que des substances explosives (hexogène, tolite, penthrite ...);

— dans le cas où il y a une addition minérale, nitrate de baryum ou aluminium, la détonation en retour n'apparaît plus. Nous avons tenté de justifier ceci par un allongement et un entretien de la réaction d'initiation par l'addition minérale qui l'empêcherait de s'arrêter après le passage du choc initiateur en constituant un volant d'énergie;

— la « vitesse d'induction », fonction $S(\tau)$, est indépendante de la présence d'addition minérale; par contre, les fonctions $S(e)$ montrent que les additions minérales tendent à désensibiliser légèrement l'explosif;

— dans le cas d'explosifs pulvérulents, l'initiation de la détonation n'a plus pour seule origine l'application d'un choc aux grains d'explosifs mais l'échauffement de ceux-ci par l'air occlus porté à haute température au passage du choc; ceci se traduit par une « vitesse d'induction » constamment variable et de valeur relativement faible, par une plus grande sensibilité de l'explosif que pour la même composition sous forme moulée.

CHAPITRE VI

CONSTRUCTION DE L'ADIABATIQUE DYNAMIQUE
DE L'EXPLOSIF INERTE

VI-1. Nous avons vu (chap. III) que lorsque la barrière avait une épaisseur e supérieure à celle correspondant à la limite de réamorçage E , l'onde de choc induite dans l'explosif s'affaiblissait constamment, les mesures de conductivité électrique ont montré, d'autre part, que la résistance ohmique du milieu ne variait pas de façon mesurable; ceci permet de supposer que la pression et la température réalisées dans le choc induit sont telles que la réaction ne peut s'amorcer, l'explosif pouvant alors être considéré comme un solide inerte, de caractéristiques de choc bien définies pour cette gamme de pressions.

Lorsque $e < E$, la vitesse de l'onde de choc induite est à peu près constante sur une distance plus ou moins grande, en raison de l'inertie mise par les réactions chimiques à se développer; on peut admettre que dans une tranche suffisamment mince au voisinage de l'interface barrière-récepteur, l'explosif se comporte à la façon d'un solide inerte, du moins à l'instant où le choc y est induit, l'extrapolation des courbes de choc construites expérimentalement avec $e > E$, vers les pressions supérieures, doit permettre de calculer l'intensité du choc induit dans le récepteur par une barrière de caractéristiques connues où l'on aura mesuré la vitesse de l'onde U .

VI-2. PRINCIPE DE L'ÉTUDE ET DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL

La détermination des courbes de choc de l'explosif D inerte repose sur des mesures de vitesses de choc, respectivement dans l'explosif inerte, U_D , et dans un matériau de référence, le plexiglas, U_p , qui lui est juxtaposé; la connaissance des caractéristiques de choc du plexiglas calculées à partir de résultats expérimentaux (Réf. 11 et 12) et l'application des conditions de compatibilité de part et d'autre de l'interface des deux milieux permet de calculer les grandeurs caractérisant le choc dans l'explosif D inerte.

La figure VI-1 schématise le dispositif expérimental, l'onde de choc créée par la cartouche initiatrice traverse successivement une barrière en plexiglas transparent

d'épaisseur $e > E$, l'affaiblissement du choc dans celle-ci étant fonction de e , une pastille d'explosif D (épaisseur 5 mm), un second bloc de plexiglas servant à repérer le temps de sortie de l'onde de l'explosif.

Les deux blocs de plexiglas transmettent le rayonnement émis par un flash jusqu'à l'instant de passage du choc où ils deviennent alors opaques (cf. chap. II, § 2); le flash utilisé est constitué par un tube en carton rempli d'argon fermé à une extrémité par une petite charge explosive et de l'autre par une fenêtre en rhodoïd; l'onde de choc qui suit la détonation de la charge explosive, synchronisée avec le phénomène, provoque l'illumination du gaz qui constitue alors une source lumineuse intense de courte durée.

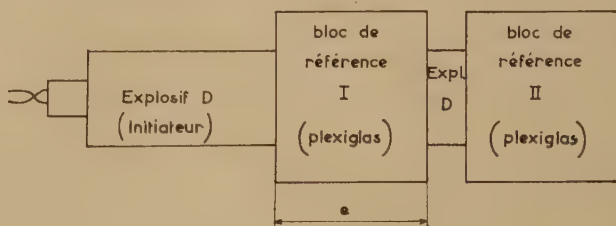


Fig. VI-1.

Le diagramme de marche du choc dans le plexiglas est construit à partir d'un enregistrement à la caméra à miroir tournant dont la fente est parallèle à l'axe du montage. La figure VI-2 schématise cet enregistrement dont la figure VI-3 donne un exemple.

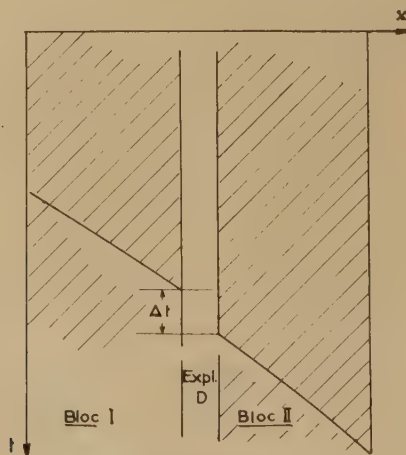


Fig. VI-2.

Détermination des vitesses de choc :

On calcule la vitesse de l'onde dans l'explosif D, U_D , en mesurant sur le film l'intervalle de temps séparant la fin de la trace dans le premier bloc de plexiglas du début de la trace dans le second :

$$U_D \text{ mm}/\mu\text{s} = \frac{5 \text{ mm}}{\Delta t \mu\text{s}}.$$



Fig. VI-3.

La vitesse du choc dans le plexiglas, U_p , qui nous intéresse est celle correspondant à la fin de la première trace, c'est-à-dire à l'abscisse e ; le calcul de cette vitesse peut être fait en mesurant la pente de l'extrémité de la trace; en fait, cette méthode est peu précise et il a été jugé préférable de tracer la courbe $U_p(e)$ dans une série préalable d'expériences utilisant le même système explosif et des blocs de plexiglas de grande longueur, les vitesses U_p étant calculées à partir de rapports $\frac{\Delta x}{\Delta t}$ mesurés sur le diagramme de marche de l'onde de choc, les Δx étant choisis de 2 mm environ; la figure VI-4 représente cette courbe $U_p(e)$ obtenue à partir des expériences.

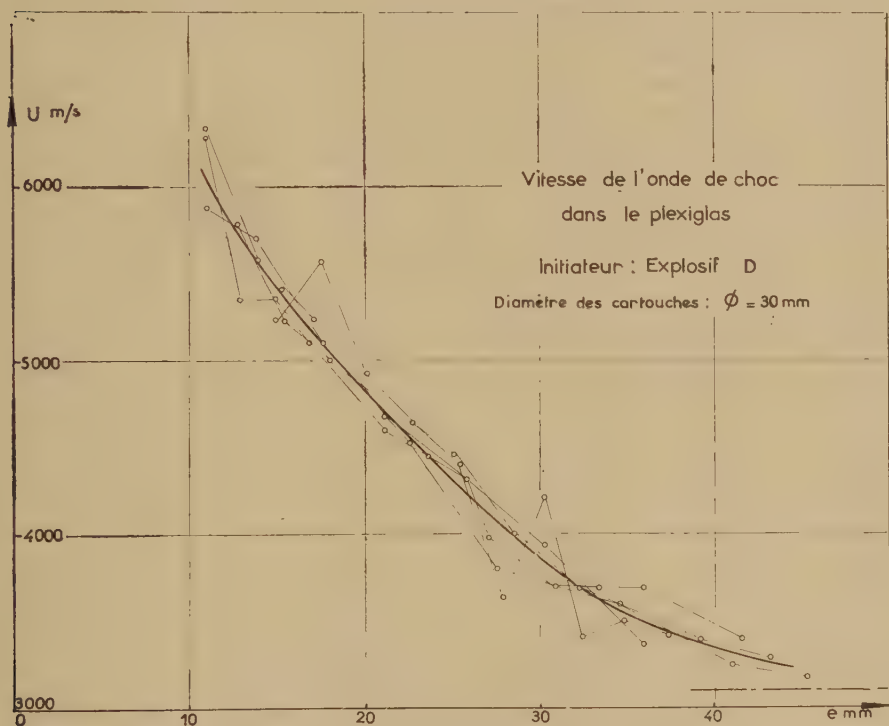


Fig. VI-4.

VI-3. TRACÉ DE LA POLAIRE DE CHOC

De la mesure de U_p on déduit u_p par les caractéristiques de choc du plexiglas et par suite le point figuratif (p_p, u_p) .

Sur la polaire de choc du plexiglas dans le diagramme (p, u) le point correspondant au choc induit dans l'explosif doit se trouver sur la droite définie par l'équation de conservation de la quantité de mouvement $p = \rho_0 U_D u$ et qu'il est possible de construire ayant mesuré U_D ; il doit se trouver également sur le symétrique de la polaire de choc du plexiglas passant par le point (p_p, u_p) ; l'intersection des deux courbes donne le couple p_D, u_D définissant le choc dans l'explosif.

La figure VI-5 représente cette construction graphique qui permet de tracer la polaire de choc de l'explosif, point par point.

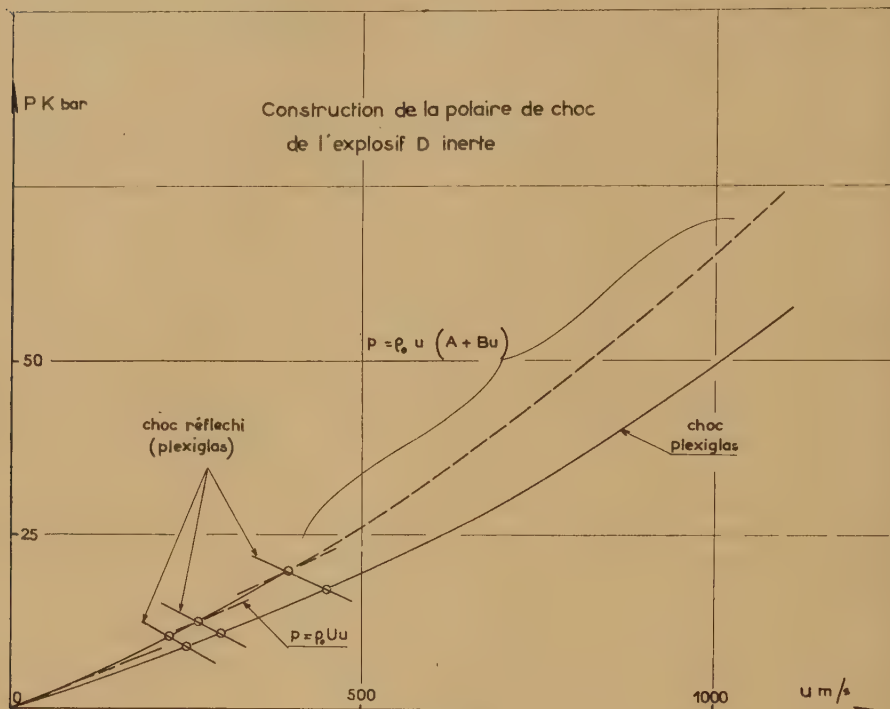


Fig. VI-5.

VI.4. RÉSULTATS

La figure VI-6 représente la fonction $U_D(u_D)$ déduite des résultats ci-dessus; elle est correctement représentée par une droite d'équation $U = A + Bu$ où $A = 2400$ m/s et $B = 1,66$; l'abscisse à l'origine, $U = A = 2400$ m/s, correspond à la vitesse limite atteinte par le choc au cours de son affaiblissement dans la cartouche réceptrice; elle a été déterminée par la pente de l'assymptote du diagramme de marche construit par la méthode des sondes.

Nous avons reporté sur la même figure la fonction $U(u)$ obtenue par GARN (Réf. 14) pour le T.N.T. liquide, par la méthode des chambres à Argon.

Si l'on admet une relation linéaire entre la vitesse matérielle et la vitesse de choc, la polaire de choc est représentée par une parabole :

$$U = A + Bu$$

$$p = \rho_0 U u \dots (\text{conservation de la quantité de mouvement})$$

$$p = \rho_0 (A + Bu)$$

Cette courbe a été construite sur la figure VI-5; dans le cas de pression supérieure à la limite de sensibilité elle doit encore représenter correctement l'état de l'explosif dans une tranche suffisamment mince au voisinage de l'interface

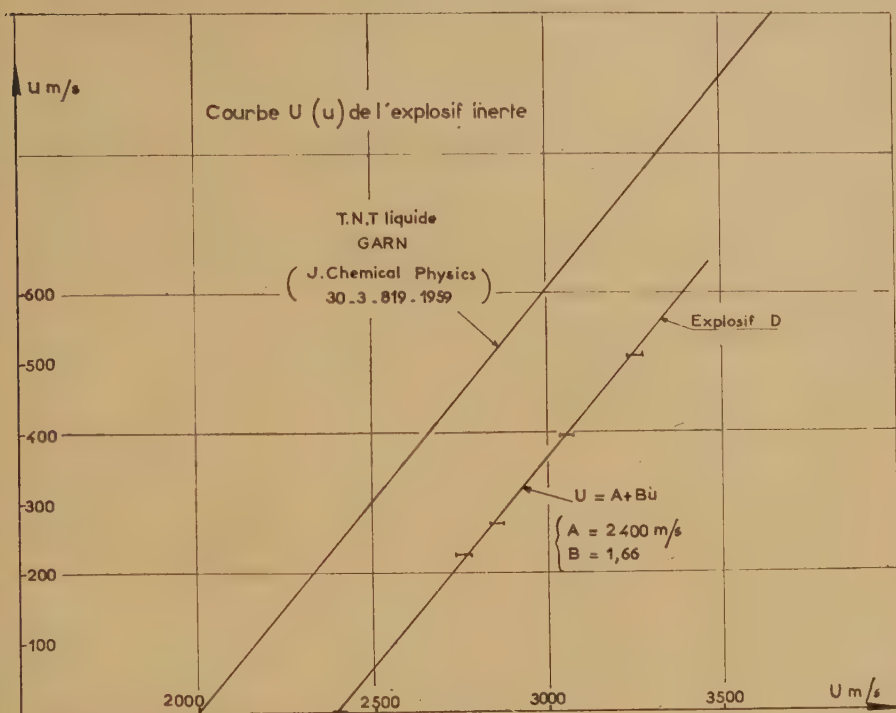


Fig. VI-6.

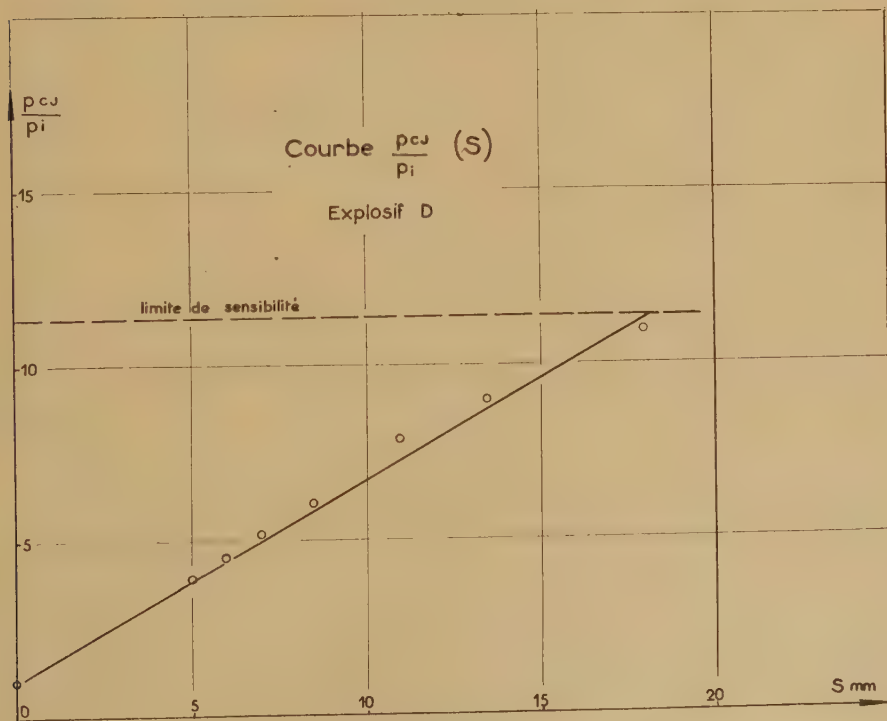


Fig. VI-7.

barrière-récepteur et pendant un temps suffisamment court pour que les réactions chimiques n'aient pas le temps de se développer. Nous l'avons utilisée pour déterminer les chocs induits dans l'explosif D à partir d'un choc initial dans une barrière de caractéristiques de choc connues. Il est enfin apparu intéressant de tracer la courbe représentant l'accroissement de pression dans la zone de préamorçage (rapport $\frac{p_{CJ}}{p_i}$ où p_{CJ} est la pression correspondant au régime de détonation stable et p_i la pression induite à l'interface barrière-récepteur) en fonction de la distance de réamorçage; la figure VI-7 représente cette courbe qui est sensiblement une droite.

CHAPITRE VII

ÉVALUATION DES PRESSIONS
DANS LA ZONE DE PRÉAMORÇAGE

VII.1. Nous avons vu lors de l'étude des caractéristiques générales du réamorçage (chap. III) que l'onde de choc induite dans l'explosif récepteur s'accélérait pour se transformer finalement en onde de détonation stable, le passage de la déflagration à la détonation se faisant sans discontinuité; l'accélération de l'onde a pour origine une augmentation de pression engendrée par le développement des réactions chimiques dans le front du choc. Pour évaluer la pression nous avons encore utilisé l'artifice du bloc de référence en plexiglas, les caractéristiques du choc dans l'explosif étant déduites de la mesure de la vitesse de l'onde dans le plexiglas par voie optique (enregistrement à la caméra à miroir tournant).

La figure VII.1 représente le montage expérimental utilisé.

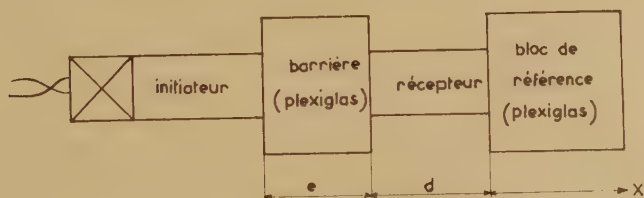


Fig. VII-1.

Au cours de cette étude nous avons conservé la même épaisseur de barrière, c'est-à-dire le même choc initiateur, et fait varier la longueur, d , de la pastille réceptrice, à l'abscisse d le choc est induit dans un bloc de référence en plexiglas où son diagramme de marche est construit à partir de l'enregistrement à la caméra.

De ce diagramme de marche on a déduit le profil des pressions reçues dans le plexiglas à l'interface explosif-plexiglas [courbe $p(t)$], la pression maximale (intensité du choc) et enfin la pression correspondante dans le récepteur à l'abscisse d , par l'application des conditions de compatibilité.

VII.2. MESURE DE LA PRESSION DANS LE PLEXIGLAS ET PROFIL DE L'ONDE

Le diagramme de marche dans le plexiglas est divisé en droites élémentaires correspondant à des régions de vitesse et de pression constantes qu'il est possible d'évaluer connaissant l'équation d'état du plexiglas.

Ces régions sont séparées dans le plan (x, t) par des ondes de détente de vitesse $u + a$ (u = vitesse matérielle, a = vitesse du son) construites à partir des points de changement de pente. Enfin, l'intersection des droites de pente $u + a$ avec l'interface récepteur-plexiglas, animée de la vitesse u , permet de déterminer le profil des pressions reçues à l'interface. Ces constructions ont été faite pour différentes valeurs de d , en général inférieures à la distance de réamorçage S .

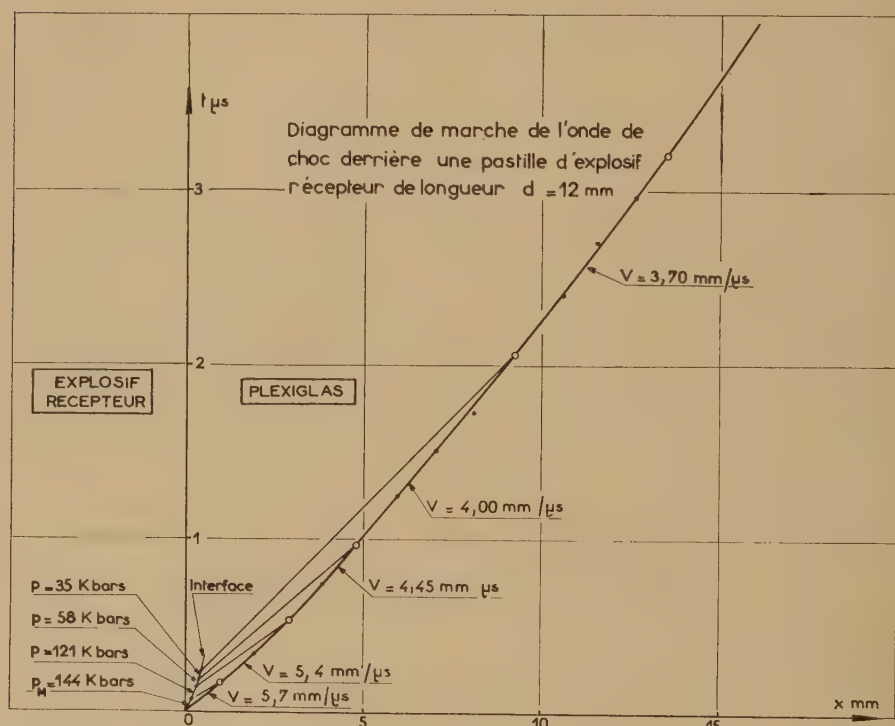


Fig. VII-2.

Il est possible de remonter ainsi au profil de l'onde de choc induite dans le plexiglas, à l'interface, à condition d'admettre que le problème puisse être traité monodimensionnellement, c'est-à-dire de négliger en particulier les détentes latérales ce qui n'est que grossièrement vrai.

La figure VII-2 représente la construction du diagramme (x, t) pour l'explosif D utilisé comme récepteur et pour $d = 12$ mm.

La figure VII-3 représente les profils d'onde $p(t)$ déterminés à partir du diagramme (x, t) pour $d = 10 - 12 - 15$ mm.

On voit que l'onde de choc est formée c'est-à-dire que la pression maximale p_M est au sommet de la discontinuité; en fait, il est probable que la décroissance soit moins brutale qu'il n'apparaît, les détente latérales dans le bloc de référence ayant pour effet d'accentuer la chute de pression.

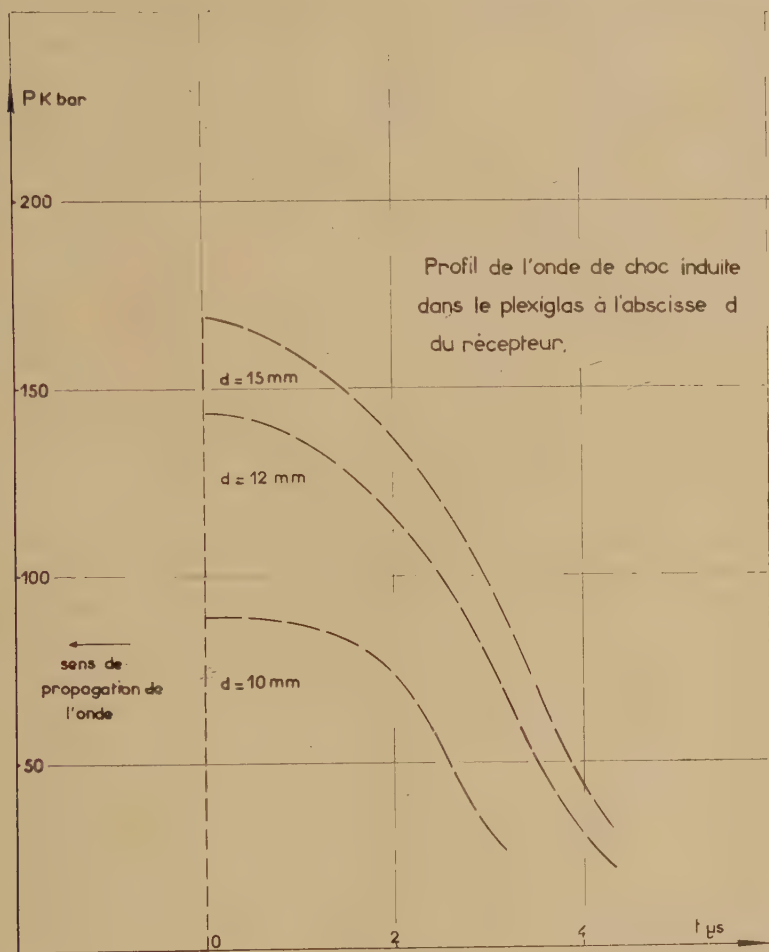


Fig. VII-3.

VII.3. MESURE DE LA PRESSION MAXIMALE DANS L'EXPLOSIF RÉCEPTEUR

La condition d'égalité des vitesses matérielles et des pressions de chaque côté de l'interface récepteur-plexiglas est réalisée par une détente dans l'explosif, la construction graphique dans le plan (p, u) qui permet de satisfaire cette condition a été étudiée précédemment, la difficulté vient ici du fait que la courbe de détente de l'explosif en cours de réaction est inconnue; néanmoins le plexiglas et l'explosif étant proches de l'adaptation, la détente réfléchie sera faible et l'on peut admettre

sans trop d'erreur que la courbe de détente établie pour les gaz brûlés en régime de détonation stable est également valable dans la zone de préamorçage.

La polaire $p(u)$ du choc dans l'explosif en cours d'initiation est construite point par point selon le schéma suivant :

— soit p_M la pression maximale mesurée à l'interface, à l'abscisse d de la zone de préamorçage et u_M la vitesse matérielle correspondante, sur la polaire de choc du plexiglas.

— l'intensité du choc correspondant dans l'explosif est représentée dans le plan (p, u) par l'intersection de la courbe de détente passant par le point p_M, u_M avec la droite $p = \rho_0 Uu$ (équation de conservation des quantités de mouvement) où ρ_0 est la densité de chargement de l'explosif et U la vitesse du choc dans l'explosif à l'abscisse d mesurée précédemment par la méthode des sondes électriques (chap. III).

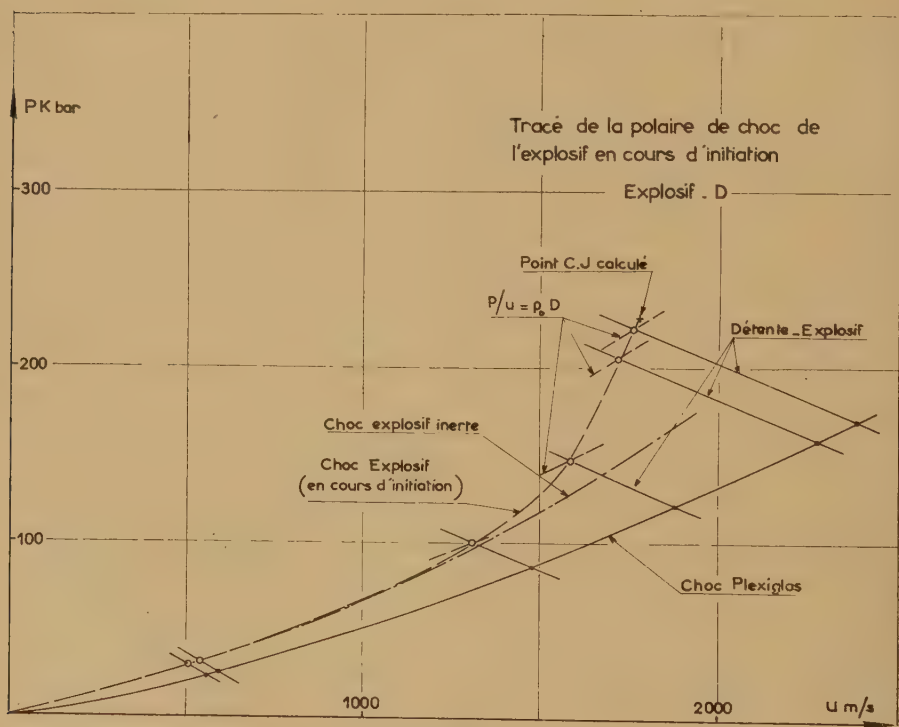


Fig. VII-4.

Cette construction est représentée sur la figure VII-4 où on a tracé également la polaire de choc de l'explosif D inerte extrapolée vers les hautes pressions ainsi qu'il a été vu précédemment.

Les résultats sont également traduits par la courbe $p(d)$ qui représente la variation de l'intensité du choc dans la zone de préamorçage (fig. VII-5).

Le calcul de la pression maximale a été fait en six abscisses d , les dernières étant au-delà de la section de réamorçage, le régime stationnaire n'étant cependant pas

encore établi. La pression, d'abord à peu près constante, croît ensuite rapidement; à la section de réamorçage elle vaut les 8/10 de la pression théorique C. J. (calculée en appliquant la condition de CHAPMAN-JOUQUET); il y a lieu de noter également que la polaire de choc construite ici passe correctement par le point C.J. calculé par ailleurs (réf. 2).

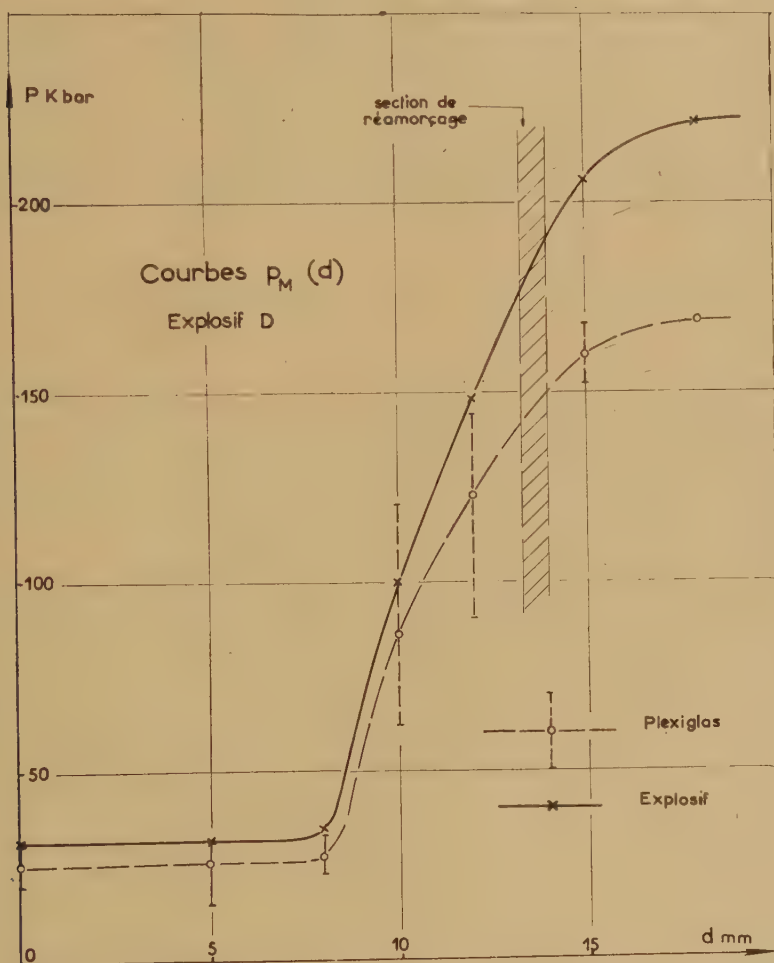


Fig. VII-5.

Enfin comme prévu, l'allure de la courbe $p(d)$ est à rapprocher de celle établie pour les vitesses de choc U (chap. III, fig. III.4), à savoir un palier au voisinage de l'interface puis une montée brutale, ceci pouvant être expliqué sans doute par le caractère exponentiel des lois qui régissent les vitesses des réactions chimiques.

CHAPITRE VIII

INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE DU MONTAGE SUR LES CARACTÉRISTIQUES DU RÉAMORÇAGE

VIII.1. Lors de l'étude des caractéristiques générales du réamorçage (chap. III) nous avons vu que celui-ci se produisait initialement sur une section de petites dimensions au voisinage de l'axe de la cartouche réceptrice, les expériences avaient été faites alors avec des cartouches de petit diamètre (30 mm) pour des raisons de facilité.

Dans ces conditions, on peut penser que les détentes latérales vont intéresser rapidement toute la masse explosive en cours de réaction derrière le front de l'onde de choc et perturber les réactions chimiques, voire même les arrêter ; précisons que les détentes latérales que nous considérons ici viennent de l'explosif encore inerte, du fait de la courbure de l'onde, et non du milieu connexe au récepteur, ce problème de confinement ayant déjà été étudié (chap. V).

L'influence du diamètre du système initiateur et, par voie de conséquence, des dimensions de l'onde initiatrice peut se faire sentir sur la valeur du seuil de sensibilité (pression minimale pour provoquer le réamorçage), sur la « vitesse d'induction » c'est-à-dire sur le processus de l'initiation, et enfin, sur la présence ou l'absence de détonation en retour en contribuant à l'extinction des réactions derrière le choc initiateur.

VIII.2. Nous avons choisi de garder le même diamètre pour l'initiateur et le récepteur de façon à s'assurer que l'onde initiatrice soit totalement induite dans l'explosif ; en effet, dans le cas d'un récepteur de plus petit diamètre l'onde de choc sortant de la barrière serait partiellement induite dans le milieu qui confine la cartouche et pourrait provoquer dans cette dernière des phénomènes parasites, par exemple un échauffement dans le cas général où l'explosif est au contact de l'air.

Les études précédentes ont été partiellement reprises avec deux diamètres de montages = 60 et 80 mm ; nous avons déjà donné quelques résultats lors de l'étude d'un effet catalytique éventuel de la barrière (chap. IV). La cartouche initiatrice avait pour longueur environ trois fois le diamètre qui est la condition généralement admise pour que le régime de détonation soit stable en vitesse et en courbure, celle-ci étant alors minimale pour le diamètre et l'explosif utilisé.

A épaisseur de barrière égale, l'intensité du choc initiateur croît avec le diamètre, par suite, la loi d'affaiblissement ou la variation de vitesse avec l'épaisseur de la barrière doivent être déterminées pour chaque géométrie de montage.

VIII.3. RÉSULTATS

Les expériences ont été menées avec des barrières en plexiglas, l'explosif D et le baratol comme récepteur, l'initiateur étant toujours l'explosif D. Les enregistrements à la caméra à miroir tournant et par la méthode des sondes ont permis de faire les observations suivantes :

— l'absence ou la présence de la détonation en retour semble spécifique de l'explosif et indépendante du diamètre; ceci infirme l'hypothèse selon laquelle

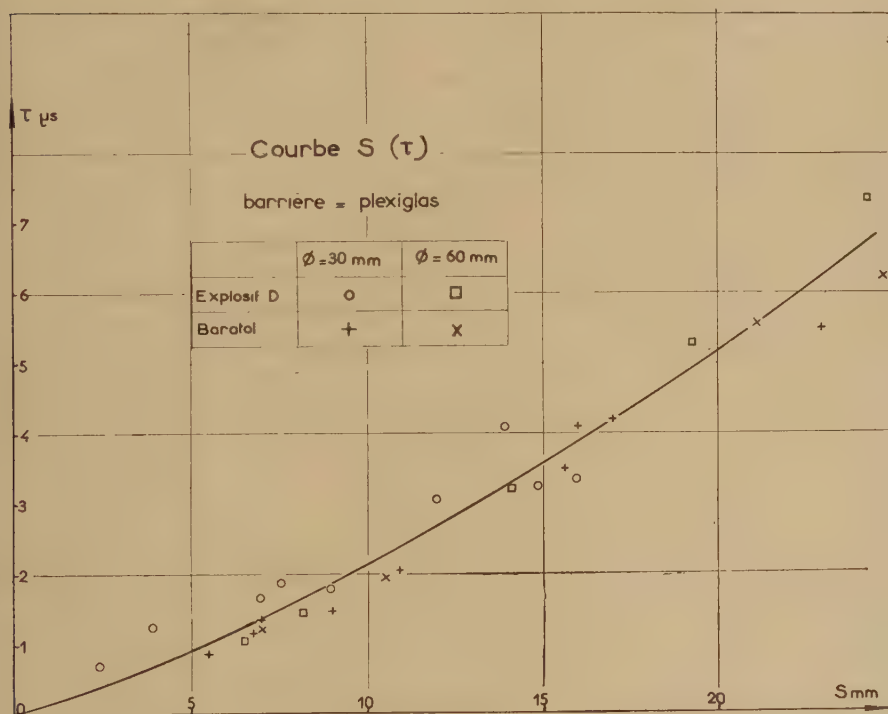


Fig. VIII-1.

l'extinction des réactions chimiques derrière le choc initiateur et par suite l'apparition d'une onde de détonation en retour, aurait pour origine les détentes latérales, ce phénomène doit donc pouvoir être expliqué dans une théorie monodimensionnelle c'est-à-dire supposant un milieu infini dans toute direction perpendiculaire à l'axe de progression du choc;

— sur les courbes $S(e)$ que nous avons déjà tracées (fig. IV-6, IV-7 et IV-8) on voit que la distance limite à laquelle apparaît le réamorçage, S_{ma} croît avec le diamètre; le tableau ci-dessous résume ces résultats :

	$\varnothing = 30 \text{ mm}$	$\varnothing = 60 \text{ mm}$	$\varnothing = 80 \text{ mm}$
S_{max} (en mm.).....	18	40	75

— si l'on calcule l'intensité de choc minimale pour qu'il y ait réamorçage, connaissant la polaire de choc de l'explosif inerte il suffit de mesurer la vitesse de l'onde dans la barrière, on voit que cette pression décroît légèrement avec le diamètre du montage. On peut donc admettre que les détentes latérales diminuent l'énergie transmise par le choc initiateur à l'explosif récepteur; par suite il y a lieu de tenir compte du diamètre si l'on désire traduire les caractéristiques du réamorçage en fonction de l'intensité du choc initiateur;

— par contre, la fonction $S(\tau)$ ou « vitesse d'induction » ne semble pas influencée par la géométrie du montage ainsi que le montre la figure VIII.1 où nous avons rassemblé les points (S, τ) correspondant au baratol et à l'explosif D en diamètre 30 et 60 mm.

En conclusion, l'aspect qualitatif du processus d'initiation de la détonation par choc n'est pas modifié par le caractère non monodimensionnel des expériences; il y a seulement lieu de tenir compte de la géométrie des cartouches dans la détermination des conditions de réamorçage en fonction du choc initiateur. (Étude quantitative.)

CHAPITRE IX

ÉLABORATION D'UN SCHÉMA DE L'INITIATION DE LA DÉTONATION PAR CHOC

IX.1. Au cours de notre étude expérimentale, nous nous sommes efforcés, tout d'abord, de préciser les conditions à remplir par la barrière et par l'explosif récepteur pour que l'on puisse valablement parler d'initiation par choc; ensuite, nous avons étudié la propagation de l'onde de choc initiatrice et sa transformation en onde de détonation stable, parallèlement, nous avons calculé l'augmentation de la pression dans la zone de préamorçage à partir d'un choc initial qu'il a été possible d'évaluer après construction des courbes de choc de l'explosif non réagi; enfin, certaines expériences essentiellement qualitatives, comme les mesures de conductivité électrique ou l'observation des déformations des barrières, ont permis d'explorer le milieu derrière l'onde de choc initiatrice et de donner une idée de l'épaisseur de la zone de réaction.

Ces différentes observations, faites sur plusieurs explosifs, ont conduit à l'élaboration d'un schéma de l'initiation par choc qui doit être valable pour tous les explosifs solides. Dans une dernière partie, nous comparerons ce schéma avec celui que l'on peut déduire d'une étude théorique appliquant les équations de l'hydrodynamique à la propagation d'une onde de choc dans un milieu réactif.

IX.2. MÉCANISME DE L'INITIATION PAR CHOC

Lorsqu'une onde de choc est induite à l'interface barrière-récepteur elle réalise certaines conditions de température et de pression au sein du milieu explosif; si ces conditions sont telles que les réactions chimiques ne peuvent s'amorcer, l'explosif se comporte comme un solide inerte et l'onde s'affaiblit constamment jusqu'à atteindre une vitesse limite correspondant grossièrement à la vitesse du son dans ce milieu; dans le cas contraire, l'explosif réagit après le passage de l'onde de choc, il en résulte un dégagement d'énergie se présentant sous forme d'augmentation de pression et de température du milieu déjà traversé par le choc.

En effet, si une tranche d'explosif, perpendiculaire à la direction de propagation du choc, est traversée par celui-ci à l'instant t les réactions ne vont s'amorcer et par suite l'énergie ne sera dégagée qu'au temps $t + \Delta t$, Δt dépendant en particulier de l'intensité du choc, les vitesses de réactions étant généralement régies par des termes en $e^{-E_a/RT}$ où E_a est l'énergie d'activation et T la température.

Les expériences ont montré que l'onde de choc initiatrice s'accélérait dans la zone de préamorçage, l'énergie initialement transmise par la barrière étant finie,

l'augmentation de l'énergie dans le front de l'onde doit avoir pour origine les réactions chimiques développées à l'arrière. Nous avons envisagé deux processus de transfert de l'énergie de l'arrière vers le front du choc, dont l'effet cumulatif permet d'expliquer à la fois l'augmentation de l'intensité de l'onde et l'épaisseur relativement faible de la zone de réaction observée surtout avec les explosifs purs.

Soit, à un instant donné, l'onde de choc à l'abscisse $x + \Delta x$, la tranche située à l'abscisse $x - \Delta x$ et qui a été antérieurement soumise au choc est le siège d'un dégagement d'énergie se traduisant par une augmentation de pression et de température, ces deux formes d'énergie vont être séparément transmises au milieu voisin :

- des ondes de compression prennent naissance dans la tranche $x - \Delta x$, se déplacent à la vitesse $u + a$ (u : vitesse matérielle, a : vitesse du son) vers le front de choc situé à $x + \Delta x$ et vont donc le rattraper, sa vitesse étant subsonique par rapport au milieu amont, et par suite accroître son intensité;

- d'autre part, si l'on admet que l'accroissement de conductivité électrique mesuré correspond à un accroissement de la conductivité thermique, l'énergie calorifique dégagée à la tranche $x - \Delta x$ va être essentiellement transmise vers le front de l'onde, la zone $x, x + \Delta x$ étant conductrice.

Ainsi, l'énergie des réactions chimiques va être constamment ramenée vers le front du choc, l'intensité de ce dernier augmentant, au détriment de l'entretien des réactions dans le milieu amont, lesquelles peuvent même s'arrêter comme nous l'avons vu pour les explosifs purs.

Ce phénomène ira en s'intensifiant au fur et à mesure que l'onde s'accélère; en effet, la conductivité d'une part, la température de choc et par suite la vitesse de réaction d'autre part, croissant avec l'intensité de l'onde, l'apport énergétique aura donc lieu de plus en plus tôt après le passage du front de l'onde à la section considérée, le phénomène devenant stationnaire lorsque la vitesse de l'onde aura atteint la valeur $u + a$ qui correspond précisément à la vitesse de détonation stable.

Ceci explique l'allure des courbes de vitesse et de pression, en fonction de la distance à la barrière, dans la zone de préamorçage, qui se caractérisent par une pente rapidement croissante au voisinage de la section de réamorçage.

IX.3. COMPARAISON AVEC DES RÉSULTATS THÉORIQUES

Il est possible d'étudier la propagation d'un choc en milieu réactif en résolvant les équations classiques de l'hydrodynamique; il s'agit d'exprimer la conservation de la masse et de la quantité de mouvement, de se donner une équation d'état du milieu et, dans l'équation d'énergie, d'introduire un terme tenant compte des réactions chimiques et de leur degré d'avancement.

La résolution du système est assez délicate, elle nécessite une méthode pas à pas et l'emploi d'un ordinateur. En effet, les valeurs des différentes fonctions p (pression), T (température)... liées par les équations citées plus haut dépendent de l'état de tout le milieu (variable d'espace) et de son histoire (variable de temps); enfin, il convient également d'exprimer la propagation du choc et le mouvement du milieu derrière celui-ci.

Nous citerons à ce sujet les travaux d'HUBBARD et de JOHNSON (réf. 16) qui sont les premiers en date à notre connaissance.

HUBBARD et JOHNSON ont utilisé les variables d'EULER et de LAGRANGE pour exprimer les variations de pression et de température considérées comme les deux

fonctions inconnues; d'autre part, le traitement du problème sur machine nécessite une variation continue des diverses fonctions; la méthode de VON NEUMANN et RICHTMEYER, en introduisant une viscosité fictive, a permis d'éliminer la discontinuité exprimée par le choc. Enfin, les auteurs ont choisi comme condition initiale un choc rectangulaire dont ils ont fait varier, indépendamment, la durée d'application et l'intensité.

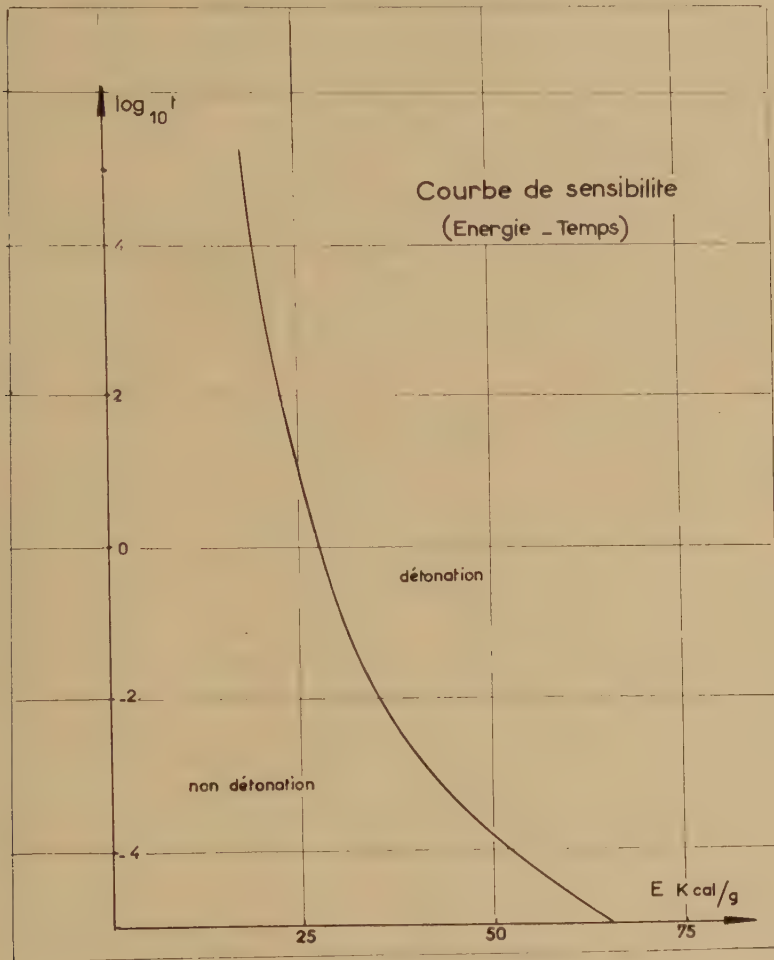


Fig. IX-1.

La résolution du système d'équation a permis de tracer les variations de pression, soit en fonction de l'abscisse à un instant donné, soit en fonction du temps en un point donné. Les hypothèses ayant présidé à l'expression des équations négligeaient la conductibilité thermique, les transferts d'énergie se faisant alors uniquement par ondes de compression; ce fait apparaît dans l'allure des courbes de pression où la pression maximale est, sauf à la section de réamorçage, assez loin du front de l'onde, les réactions étant d'autre part complètes en tout point où elles ont été amorcées, ce qui est contraire à ce que nous avons observé expérimentalement.

Enfin, alors qu'expérimentalement nous avons défini la sensibilité de l'explosif uniquement par l'intensité du choc initiateur, HUBBARD et JOHNSON ont exprimé le critère de réamorçage ou de non-réamorçage à la fois par l'intensité de l'onde et par sa durée d'application, nous avons reproduit sur la figure IX-1 la « courbe de sensibilité » présentée par les auteurs; l'intensité de l'onde est caractérisée par l'énergie interne E et la courbe sépare les régions où la détonation est possible de celle où elle ne l'est pas.

Ce facteur « temps » pourrait expliquer certains résultats de l'étude à géométrie variable (chap. VIII) où l'on a montré que le seuil de pression se trouve abaissé lorsque le diamètre croît; en effet, dans ce cas la longueur d'initiateur l croît également avec le diamètre ($l \neq 3 \varnothing$), la détente arrière est moins brutale et l'on peut admettre que la pression moyenne définie à partir du profil des pressions est appliquée plus longtemps.

L'influence de la durée d'application de la pression pourrait cependant être étudiée de façon plus rigoureuse en provoquant l'impact d'un projectile animé d'une grande vitesse sur la cartouche réceptrice; le projectile équivaut alors à un choc de caractéristiques constantes (vitesse matérielle égale à la vitesse du projectile) sur toute sa longueur, avant l'apparition d'une détente arrière. Ce procédé semble le mieux adapté à la réalisation expérimentale du choc à profil rectangulaire.

BIBLIOGRAPHIE

- (1) BERGER (J.), FAVIER (J.), FAUQUIGNON (C.). — *C. R. Acad. Sc.*, 1958, **247**, 1305.
- (2) BERGER (J.), FAVIER (J.), NAULT (Y.). — *Ann. Phys.*, n^{os} 7 et 8, 1960, 771.
- (3) BOWDEN (F. P.), GURTON (O. A.). — *Proc. Roy. Soc.*, 1949, **198**, 1054, 337-349.
- (4) BRIDGMAN (P. W.). — *J. Chem. Phys.*, 1947, **15**, 5, 311-313.
- (5) BUCHANAN (J. S.), JAMES (H. J.), TEAGUE (G. W.). — *Phil. Mag.*, 1958, **36**, 3, 1432-1448.
- (6) COOK (M. A.), KEYES (R. T.), FILLER (A. S.). — *Trans. Faraday Soc.*, 1956, **52**, 369.
- (7) COOK (M. A.), PACK (D. M.), COSNER (L. N.), GEY (W. A.). — *J. Appl. Phys.* 1959, **30**, 10, 1579-1584.
- (8) COOK (M. A.), PACK (D. M.), GEY (W. A.). — *Proc. Roy. Soc.*, 1958, **246**, 1245-1281.
- (9) COOK (M. A.), PACK (D. M.), Mc EWAN (W. S.). — *Trans. Faraday Soc.*, 1960, **56**, 451, 1028-1038.
- (10) DAPPOIGNY (J.), KIEFFER (J.), VODAR (B.). — *C. R. Acad. Sc.*, 1957, **245**, 1501.
- (11) DAVIS (W. C.), CAMPBELL (A. W.). — *J. Appl. Phys.*, 1960, **31**, 7, 1225-1227.
- (12) EICHELBERGER (R. J.), SULTANOFF (M.). — *Proc. Roy. Soc.*, 1958, **246**, 1245, 274-281.
- (13) FAUQUIGNON (C.). — *C. R. Acad. Sc.*, 1960, **251**, 38.
- (14) FAVIER (J.), FAUQUIGNON (C.). — *C. R. Acad. Sc.*, 1959, **248**, 1291.
- (15) GARN (W. B.). — *J. Chem. Phys.*, 1959, **30**, 3, 819-822.
- (16) HUBBARD (H. W.), JOHNSON (M. H.). — *J. Appl. Phys.*, 1959, **30**, 5, 765-769.
- (17) JACOBS (S. J.). — *J. Am. Rocket Soc.*, 1960, **30**, 2, 151-158.
- (18) JOHANSSON (C. H.), SELBERG (H. L.). — *Appl. Sc., Research*, 1956, **5**, 6, 439-449.
- (19) MARLOW (W. R.), SKIDMORE (I. C.). — *Proc. Roy. Soc.*, 1958, **246**, 1245, 284-288.
- (20) MURGAI (M. P.). — *J. Chem. Phys.*, 1956, **25**, 4, 762-767.
- (21) PACK (D. C.), EVANS (W. M.), JAMES (J. H.). — *Proc. Phys. Soc.*, 1948, **60**, 337, 1-8.
- (22) SCHALL (R.). — *C. R. Acad. Sc.*, 1951, **232**, 8, 706-708.
- (23) Mc VEY (G. R.), BOYLE (V. M.). — Report n^o 1048 Ballistic Research Laboratories, 1956.
- (24) WALSH (J. M.), RICE (M. H.), Mc QUEEN (R. G.). — *Phys. Rev.*, 1957, **108**, 2, 196-226.
- (25) ZINN (J.), MADER (C. L.). — *J. Appl. Phys.*, 1960, **31**, 2, 323-328.

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

MESURE INSTANTANÉE DE LA TEMPÉRATURE
DANS LES COURANTS GAZEUX

Vu et approuvé :

Paris, le 19 mai 1961

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

J. PÉRÈS

Vu et permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN SARRAILH

